

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ
ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ
FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING
INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

BUZENÍ A DETEKCE PLAZMONOVÝCH POLARITONŮ EXCITATION AND DETECTION OF PLASMON POLARITONS

DIPLOMOVÁ PRÁCE
DIPLOMA THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

LIBOR ŠUSTR

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

Ing. RADEK KALOUSEK, Ph.D.

Abstrakt

Diplomová práce je věnována problematice buzení a detekce povrchových plazmonových polaritonů viditelným světlem. Nejdříve jsou připomenuty základní pojmy jako vlnění, elektromagnetická vlna, světlo na rozhraní a optické vlastnosti kovů. Nejsou zde provedeny důkazy, ale jen naznačení s odkazy na literaturu. Pomocí těchto pojmů ukážeme na existenci povrchových plazmonových polaritonů. Po seznámení s jejich vlastnostmi budou zřejmé důvody k zavedení speciálních excitačních a detekčních metod. Z nich jsou popsány zejména buzení povrchových plazmonových polaritonů hranolem, periodickou mřížkou a mikroskopem SNOM. Poslední dvě kapitoly jsou věnovány počítačovým simulacím a experimentům spojeným s těmito metodami. Tím se čtenáři naskytne možnost ověření teoretických poznatků z předchozích kapitol. Výsledky simulací doplní výklad k buzení hranolem a periodickou mřížkou a srovnají se s výsledky experimentu, kterým je buzení povrchových plazmonových polaritonů periodickou mřížkou na povrchu hliníku.

Summary

The diploma thesis is aimed to excitation and detection of surface plasmon polaritons by visible light. First of all, we will briefly remind some basic principles like waves, electromagnetic wave, light on the interface and optical properties of metals. By using these principles we show presence of surface plasmon polaritons states. After the explanation of their properties there will be clearly visible reasons for applications of the special excitation- and detection methods. We will describe especially the prism coupling, periodic grating coupling and SNOM. Two last sections deal with computer simulations and experiments related to these methods. This means we can exemplify some knowledge presented in previous chapters. Results of simulations are compared with the experiment where we study the excitations of surface plasmon polaritons by periodic grating on aluminium surface.

Klíčová slova

plazmonika, povrchové plazmonové polaritony, buzení a detekce, periodická mřížka, SNOM, FDTD, počítačové simulace

Keywords

plasmonics, surface plasmon polaritons, excitation and detection, periodic grating, SNOM, FDTD, computer simulations

ŠUSTR, L. *Buzení a detekce plazmonových polaritonů*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2008. 74 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Radek Kalousek, Ph.D.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval samostatně, pouze pod odborným vedením Ing. Radka Kalouska, Ph.D. a s použitím literatury, kterou uvádím v seznamu.

V Brně 23. května 2008

Poděkování

Děkuji Ing. Radku Kalouskovi, Ph.D. za odborné vedení při psaní diplomové práce a za cenné rady a náměty. Dále děkuji prof. RNDr. Tomáši Šikolovi, CSc. za připomínky a za konzultace výsledků a Ing. Ludku Lovicarovi a Ing. Ondřeji Tomancovi za pomoc při přípravě a vedení experimentů. V neposlední řadě patří mé velké poděkování také celé mé rodině a přítelkyni za podporu během mého studia.

Obsah

1	Úvod	11
2	Teoretické zázemí	13
2.0.1	Vlnění a rovinná vlna	13
2.1	Elektromagnetická vlna	14
2.2	Odraz a lom vlny	15
3	Optické vlastnosti kovů	19
3.1	Drudeho model	19
4	Povrchové plazmonové polaritony	23
4.1	Povrchový plazmonový polariton na hladkém rozhraní	24
4.1.1	Disperzní vztah pro povrchové plazmonové polaritony	28
4.1.2	Charakteristiky povrchových plazmonových polaritonů	29
4.2	Aplikace povrchových plazmonových polaritonů	30
5	Buzení a detekce povrchových plazmonových polaritonů	33
5.1	Buzení a detekce plazmonů hranolem	33
5.1.1	Ottova geometrie	34
5.1.2	Kretschmannova geometrie	35
5.2	Buzení mikroskopem v blízkém poli - SNOM	35
5.3	Buzení periodickou mřížkou	36
5.4	Detekce fluorescencí	37
6	Simulace excitačních metod	39
6.1	Výpočetní software	39
6.1.1	Metoda FDTD	39
6.1.2	Program FDTD Solutions	41
6.2	Výsledky simulací	42
6.2.1	Ottova geometrie	42
6.2.2	Buzení na mřížce	45
7	Příprava a výsledky experimentu	55
7.1	Příprava vzorků	55
7.2	Experimentální vybavení	56
7.3	Experimenty	57
7.3.1	Struktury buzené halogenovou lampou	57
7.3.2	Struktury buzené laserem	61
7.4	Analýza výsledků měření	66

Kapitola 1

Úvod

Sokrates ve spojitosti s objevením písma prohlásil: *”Tato nauka zanedbáváním paměti způsobí zapomínání v duších těch, kteří se jí naučí, protože spoléhající na písmo budou se rozpomínat na věci zevně, z popudu cizích znaků, a ne zevnitř sami od sebe.”* Těžko uvěřit, že filozof takového významu neměl pro tuto novinku pochopení a nepodporoval ji. Z dnešního pohledu můžeme vyspělost lidstva během jeho vývoje měřit právě podle způsobu, jakým si předával a uchovával informace, a písmo bylo velkým krokem kupředu. Od pravěkých maleb přes objev písma a vynález knihtisku se dostaneme k modernímu člověku, který své poznatky šifruje do shluků nul a jedniček. Jistě dáme Sokratovi za pravdu, že se zvyšuje jakási lenost lidstva si věci pamatovat. Běžný přístup k různým zdrojům informací nenutí člověka paměť trénovat a informace skládané z vnějších zdrojů pak postrádají vlastní myšlenku těch, kteří je dál šíří. Na druhou stranu je informací tolik, že je ani všechny obsáhnout nelze a může být důležitější vědět, kde se dají spolehlivě najít, než se je učit. Je třeba tedy najít jakousi rovnováhu mezi těmito dvěma extrémy. To je ale téma pro filozofy třeba jako byl Sokrates, nad jehož myšlenkami se můžeme zamyslet i po dvou tisíciletích.

Současným hlavním nástrojem na zpracování, přenos a uchování informací je samozřejmě výpočetní technika. Přestože se v posledních desetiletích velmi rychle rozvíjela a její další rozvoj je silně podporován, neočekává se nyní její další výrazné zrychlení. Současné výpočetní technologie jsou založeny na integrovaných elektronických obvodech. Výhodou těchto obvodů je jejich miniaturizace. Soustředění velkého počtu součástek na malou oblast a jejich propojení dovolilo konstrukci výkonných počítačů. Současné procesory pracují na frekvencích řádově gigahertzů a právě tato frekvence je přímo úměrná výkonu procesoru. A zde nastává problém. Dalšího výrazného zvyšování této frekvence již nejsou elektronické obvody schopny.

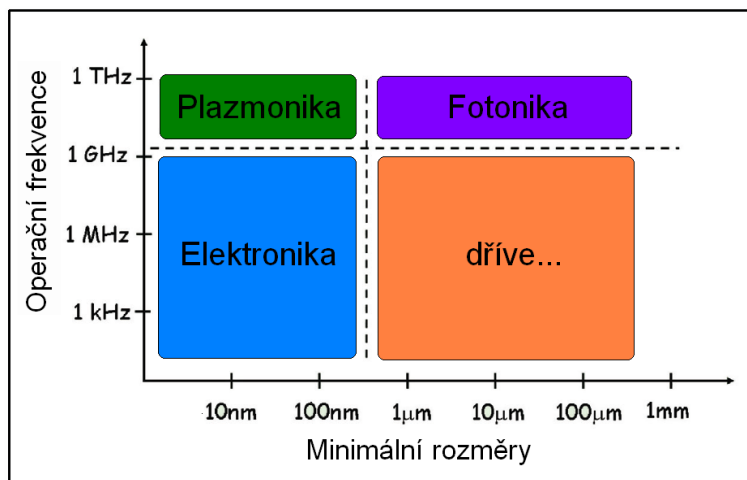
Optická zařízení dokáží přenášet frekvence řádově stovek terahertzů, což představuje v porovnání s elektronickými prvky výrazný skok. Jsou ovšem omezeny difrakčním limitem, který nedovoluje miniaturizaci zařízení. Proto jsou například optické kabely používány k velkoobjemovému přenosu dat, ale nelze sestavit optický integrovaný obvod rozumných rozměrů. Ani propojení elektronických a optických prvků takovým způsobem, aby se využilo společně jejich předností, není kvůli rozměrové nejednotnosti možné.

Snaha zvyšovat výkon výpočetní techniky je tu samozřejmě stále a vědci předpovídají řešení v poměrně novém oboru - *plazmonice*. Interakcí elektromagnetické vlny z viditelné nebo infračervené oblasti s kovy resp. s vodivostními elektrony látky může za jistých podmínek dojít k jejich vzájemnému spřažení, které se nazývá plazmonový polariton. Speciálním případem je *povrchový plazmonový polariton*, jehož vlastnostmi se plazmonika

zabývá. Jedná se také o vazbu mezi elektromagnetickou vlnou a vodivostními elektrony, kterou můžeme považovat za kvazičástici. Ovšem jeho vazba na povrch mu dává jedinečné vlastnosti. Povrchový plazmonový polariton je elektromagnetická excitace šířící se jako podélná vlna na rozhraní kovu a dielektrika a evanescentně klesající ve směru od tohoto rozhraní. Existuje několik způsobů, jak této excitaci dosáhnout. Například dopadajícím elektronem na povrch kovu. My se budeme v této práci zajímat o *optické buzení povrchových plazmonových polaritonů*. V kapitole 4 je vysvětleno, proč nemohou být buzeny jednoduchým dopadem světla na povrch kovu a v dalších kapitolách uvedeme metody, kterými excitace dosáhnout lze. Některé tyto metody také ověříme počítačovými simulacemi a experimenty.

Plazmonika je tedy obor fyziky, zabývající se chováním elektromagnetické vlny ve specifickém prostředí. Toto chování bylo sice známo už dříve, ale nepřikládal se mu velký význam. Nyní se zjišťuje, že by mohly být povrchové plazmonové polaritony využity v mnoha oblastech. Jejich vlastnosti by mohly umožnit konstrukci integrovaných plazmonických obvodů pracujících na stejných frekvencích jako optická zařízení, aniž bychom byli velikostně omezeni difrakčním limitem (obrázek 1.1). Mohly by být rovněž spojovacím můstkem mezi stávajícími elektronickými a optickými zařízeními [1] atd.

To je jedna z více motivací, které nás vedou k tomu, abychom studovali chování povrchových plazmonových polaritonů. V současné době je ovšem ještě většina plazmonických aplikací ve fázi výzkumu a vývoje a musí být vyřešeno mnoho problémů. Spolehlivé excitační metody jsou jedním z nich.



Obrázek 1.1: Přenášené frekvence a nejmenší rozměry, kterých jsou zařízení založená na různých technologiích schopna dosáhnout. Převzato z [1].

Kapitola 2

Teoretické zázemí

2.0.1 Vlnění a rovinná vlna

Šíří-li se prostředím nějaký rozruch, říkáme, že se prostorem šíří vlna. S tím se setkáváme v mnoha oblastech fyziky a pro svou různorodost není jednoduché pojmy jako vlna či vlnění specifikovat. Někdy se za vlnu označuje jev, kdy se šíří energie, aniž by se přemísťovala hmotnost. Tato specifikace platí pro mnoho jevů označovaných jako vlnění. Najdou se však příklady, kdy tomu tak zcela není - například de Broglieova vlna.

Nejčastěji se za vlnění považuje proces, jehož matematický popis vyhovuje vlnové rovnici. Tou je pro homogenní izotropní prostředí lineární parciální diferenciální rovnice druhého řádu [2]

$$\nabla^2 \Psi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \Psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2}. \quad (2.1)$$

Funkce $\Psi(\mathbf{r}, t)$ je vlnová funkce, jejíž význam závisí na konkrétním případě. U elektromagnetického vlnění je to například hodnota elektrické intenzity nebo některé její složky v závislosti na poloze \mathbf{r} a čase t . Operátor ∇^2 se nazývá Laplaceův a má v kartézských souřadnicích tvar

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}. \quad (2.2)$$

Veličina v má význam fázové rychlosti, která popisuje rychlost šíření bodů se stejnou fází.

Řeší-li se vlnová rovnice (2.1) metodou separace proměnných, hledají se funkce partikulárního řešení $\tau(t)$ a $\psi(\mathbf{r})$, které závisí jen na čase resp. poloze. O vlně, tak jak jsme ji definovali, můžeme mluvit i v případě, že jde jen o nějaký impuls. Nejčastěji ovšem pracujeme s vlnami, jejichž vlnová funkce se v každém bodě \mathbf{r} periodicky mění v závislosti na čase t s úhlovou frekvencí ω jako funkce $\sin \omega t$, $\cos \omega t$ nebo jejich lineární kombinace. Tyto vlny se nazývají harmonické a taková časová závislost je právě jedním z možných partikulárních řešení

$$\tau(t) = \exp(\pm i\omega t). \quad (2.3)$$

Druhá funkce partikulárního řešení $\psi(\mathbf{r})$ musí splňovat tzv. stacionární vlnovou rovnici [3]

$$\nabla^2 \psi(\mathbf{r}) + k^2 \psi(\mathbf{r}) = 0, \quad (2.4)$$

která se nazývá Helmholtzova rovnice. Její řešení závisí na okrajových podmínkách daného problému. V prostoru E_1 je jejím řešením [2]

$$\psi(\mathbf{r}) = \psi_0 \exp(\pm i k x), \quad (2.5)$$

kde ψ_0 je amplituda vlny a k je vlnové číslo, jehož velikost je dána jako

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (2.6)$$

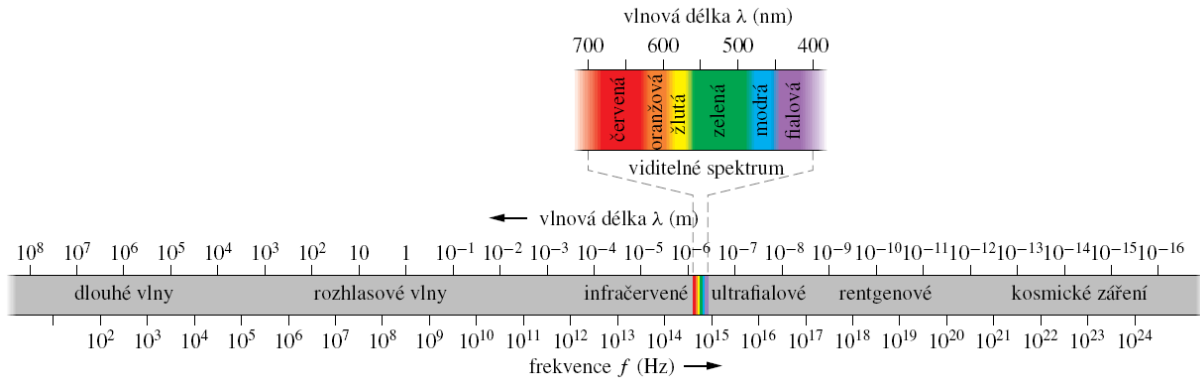
kde λ je vlnová délka. Vyjádření (2.5) odpovídá rovinné vlně. Partikulárním řešením vlnové rovnice (2.1) v E_1 jsou rovinné harmonické vlny

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \psi_0 \exp(\pm i k x) \exp(\pm i \omega t), \quad (2.7)$$

jejichž lineární kombinace je řešením obecným. Tím je zřejmý význam rovinných vln, kdy složité problémy vlnění lze v mnoha případech řešit rozkladem do těchto rovinných harmonických vln.

2.1 Elektromagnetická vlna

Viditelné světlo zabírá jen malou část z elektromagnetického spektra, v rozsahu zhruba 430 THz až 750 THz, jak vidíme na obrázku 2.1. Přesto podléhá stejným principům jako všechny ostatní druhy elektromagnetického záření.



Obrázek 2.1: Viditelné světlo zabírá jen část z elektromagnetického spektra. Převzato z [4].

Ústředními vztahy, které popisují všechny elektromagnetické jevy, jsou Maxwellovy rovnice [5]. V prostředí bez vnějších proudů a nábojů mají tvar

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \quad (2.8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.9)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.10)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \quad (2.11)$$

Tyto rovnice propojují intenzitu elektrického pole \mathbf{E} , intenzitu magnetického pole \mathbf{H} , elektrickou indukci \mathbf{D} a magnetickou indukci \mathbf{B} . Tato pole jsou dále propojena také materiálovými vztahy. Ty mají pro lineární, izotropní média tvar

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E}, \quad (2.12)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H}, \quad (2.13)$$

kde ε_0 a μ_0 jsou elektrická permitivita a magnetická permeabilita vakua, ε a μ jsou relativní permitivita a permeabilita prostředí. Pro izotropní prostředí jsou ε a μ skalárními funkcemi úhlové frekvence elektromagnetické vlny ω .

Harmonickou elektromagnetickou vlnu tvoří dvě kolmá pole $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ a $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ a šíří se ve směru vlnového vektoru \mathbf{k} , který je k oběma polím kolmý. Při popisu obou polí vycházíme z představy, že se šíří ve tvaru rovinných vln. Ty vyhovují Maxwellovým rovnicím (2.8) až (2.11) a samozřejmě také vlnové rovnici (2.1). Ostatní případy mohou být postihnuty superpozicí těchto vln [3]. Elektrickou a magnetickou složku vyjádříme jako rovinnou vlnu

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)], \quad (2.14)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_0 \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)] \quad (2.15)$$

s polohovým vektorem \mathbf{r} , časem t , amplitudou elektrické intenzity \mathbf{E}_0 , amplitudou magnetické intenzity \mathbf{H}_0 a vlnovým vektorem \mathbf{k} .

Z transversální povahy záření plynou vztahy, jakými jsou propojeny (2.14) a (2.15). Jejich dosazením do (2.10) a (2.11) získáme

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \frac{c}{\omega \mu_0 \mu(\omega)} \mathbf{k} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (2.16)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{c}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon(\omega)} \mathbf{k} \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t), \quad (2.17)$$

přítom ω a \mathbf{k} spolu souvisejí vztahem

$$\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{1}{\mu_0 \mu(\omega) \varepsilon_0 \varepsilon(\omega)}, \quad (2.18)$$

kde k je velikost vlnového vektoru.

Dosazením identity $c^2 = 1/(\mu_0 \varepsilon_0)$ do (2.18) můžeme vztah pro velikost vlnového vektoru v nemagnetickém prostředí ($\mu(\omega) = 1$) vyjádřit vztahem

$$k = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon(\omega)} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon(\omega)}. \quad (2.19)$$

Ten se nazývá disperzní vztah a udává závislost velikosti vlnového vektoru k na frekvenci ω v prostředí s $\varepsilon(\omega)$.

2.2 Odraz a lom vlny

Při dopadu rovinné elektromagnetické vlny na rozhraní dvou látek vzniká vlna odražená a vlna prošlá, jak je zobrazeno na obrázku 2.2. Elektrickou složku vln popíšeme rovinnými vlnami jako

$$\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_0^{(i)} \exp(-i\mathbf{k}^{(i)} \cdot \mathbf{r}) \exp(-i\omega^{(i)} t), \quad (2.20)$$

$$\mathbf{E}_r = \mathbf{E}_0^{(r)} \exp(-i\mathbf{k}^{(r)} \cdot \mathbf{r}) \exp(-i\omega^{(r)} t), \quad (2.21)$$

$$\mathbf{E}_t = \mathbf{E}_0^{(t)} \exp(-i\mathbf{k}^{(t)} \cdot \mathbf{r}) \exp(-i\omega^{(t)} t). \quad (2.22)$$

Magnetickou obdobně

$$\mathbf{H}_i = \mathbf{H}_0^{(i)} \exp(-i\mathbf{k}^{(i)} \cdot \mathbf{r}) \exp(-i\omega^{(i)} t), \quad (2.23)$$

$$\mathbf{H}_r = \mathbf{H}_0^{(r)} \exp(-i\mathbf{k}^{(r)} \cdot \mathbf{r}) \exp(-i\omega^{(r)} t), \quad (2.24)$$

$$\mathbf{H}_t = \mathbf{H}_0^{(t)} \exp(-i\mathbf{k}^{(t)} \cdot \mathbf{r}) \exp(-i\omega^{(t)} t). \quad (2.25)$$

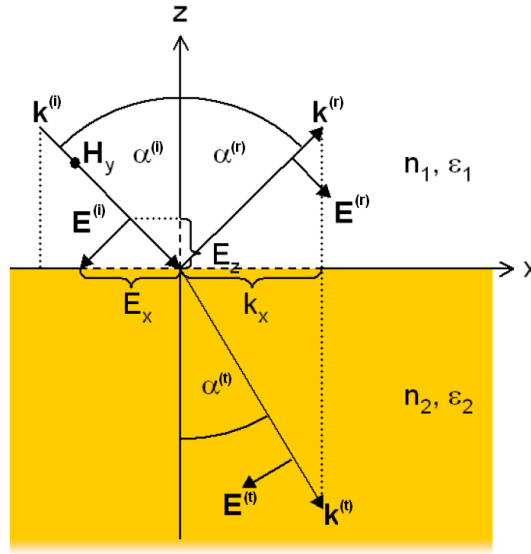
V prostředí 1 ($z > 0$) je výsledná vlna superpozicí vlny dopadající a odražené, v prostředí 2 ($z < 0$) je jen vlna prošlá

$$E^>(r) = \mathbf{E}_0^{(i)} \exp(-i\mathbf{k}^{(i)} \cdot \mathbf{r}) \exp(-i\omega^{(i)}t) + \mathbf{E}_0^{(r)} \exp(-i\mathbf{k}^{(r)} \cdot \mathbf{r}) \exp(-i\omega^{(r)}t), \quad (2.26)$$

$$E^<(r) = \mathbf{E}_0^{(t)} \exp(-i\mathbf{k}^{(t)} \cdot \mathbf{r}) \exp(-i\omega^{(t)}t), \quad (2.27)$$

$$H^>(r) = \mathbf{H}_0^{(i)} \exp(-i\mathbf{k}^{(i)} \cdot \mathbf{r}) \exp(-i\omega^{(i)}t) + \mathbf{H}_0^{(r)} \exp(-i\mathbf{k}^{(r)} \cdot \mathbf{r}) \exp(-i\omega^{(r)}t), \quad (2.28)$$

$$H^<(r) = \mathbf{H}_0^{(t)} \exp(-i\mathbf{k}^{(t)} \cdot \mathbf{r}) \exp(-i\omega^{(t)}t). \quad (2.29)$$



Obrázek 2.2: Vlna dopadající na rozhraní dvou prostředí. Převzato z [6].

Při průchodu či odrazu vlny od rozhraní musí platit hraniční podmínky [7]. Ty mluví o spojitosti tečných složek \mathbf{E} a \mathbf{H} na rozhraní. Z nich vyplývá

$$\exp(-ik_x^{(i)}x) \exp(-i\omega^{(i)}t) = \exp(-ik_x^{(r)}x) \exp(-i\omega^{(r)}t) = \exp(-ik_x^{(t)}x) \exp(-i\omega^{(t)}t). \quad (2.30)$$

Aby to bylo splněno pro všechna x všechna t , musí dále platit

$$k_x^{(i)} = k_x^{(r)} = k_x^{(t)} = \beta = k_0 N, \quad (2.31)$$

$$\omega^{(i)} = \omega^{(r)} = \omega^{(t)}, \quad (2.32)$$

kde N je efektivní index lomu

$$N = n_1 \sin \alpha^{(i)} = n_1 \sin \alpha^{(r)} = n_2 \sin \alpha^{(t)} \quad (2.33)$$

a n_1 a n_2 jsou indexy lomu prostředí. Dále bude uvedeno, že index lomu je komplexní funkcí ω . Zde n_1 a n_2 vyjadřují reálnou část této funkce. Rovnost (2.33) splňuje Snellův zákon lomu

$$n_1 \sin \alpha^{(i)} = n_2 \sin \alpha^{(t)}. \quad (2.34)$$

Pro složky vlnových vektorů ve směru z , označených jako γ , platí

$$\gamma_1 = k_z^{(i)} = -k_z^{(r)} = \sqrt{(k_0 n_1)^2 - \beta^2}, \quad (2.35)$$

$$\gamma_2 = k_z^{(t)} = \sqrt{(k_0 n_2)^2 - \beta^2}. \quad (2.36)$$

Podíváme-li se na obrázek 2.2, můžeme označit rovinu xz jako rovinu dopadu. Má-li elektrické pole jen složku kolmou na rovinu dopadu, mluvíme o transversálně elektrické vlně, neboli o vlně s TE polarizací. V některých publikacích je označována jako vlna s s -polarizací. Vlnu, která má pouze magnetickou složku kolmou k rovině dopadu, nazýváme transversálně magneticky polarizovanou, nebo také jako vlnu s p -polarizací. Vlna s TE polarizací má nenulové složky H_x , H_z a E_y . Vlna s TM polarizací zase H_y , E_x a E_z .

Z podmínek spojitosti tečných složek na rozhraní lze odvodit tzv. Fresnelovy koeficienty odrazu a průchodu. Odraz závisí na polarizaci vlny, proto jsou indexy vyjádřeny zvlášť pro TE a TM polarizaci. Ostatní případy jsou superpozicí těchto polarizací. Pro vlnu TE platí

$$r_{\text{TE}} = \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2}, \quad (2.37)$$

$$t_{\text{TE}} = 1 + r_{\text{TE}}, \quad (2.38)$$

kde r_{TE} je koeficient odrazivosti a t_{TE} koeficient průchodu. Pro TM platí

$$r_{\text{TM}} = \frac{\gamma_1 n_2^2 - \gamma_2 n_1^2}{\gamma_1 n_2^2 + \gamma_2 n_1^2}, \quad (2.39)$$

$$t_{\text{TM}} = \frac{n_1}{n_2} (1 + r_{\text{TM}}). \quad (2.40)$$

Odráží-li se vlna od opticky řidšího prostředí ($n_1 > n_2$), může nastat případ úplného odrazu. A to v případě, že vlna dopadá pod úhlem větším než kritickým. V případě kritického úhlu dopadu α_c se vlna láme do roviny rozhraní a ze Snellova zákona plyne

$$\alpha_c = \frac{n_2}{n_1}. \quad (2.41)$$

Pro větší úhly pak z rovnice (2.36) plyne, že γ_2 je ryze imaginární. Tím je dáno, že pro úhly dopadu větší než kritické existuje za rovinou odrazu pouze evanescentní vlna charakterizovaná fázorem $\exp(\gamma_2 z)$, vyjadřujícím její útlum. Hloubka průniku evanescentní vlny do druhého prostředí je dána vztahem

$$L = \frac{1}{\gamma_2}. \quad (2.42)$$

Kapitola 3

Optické vlastnosti kovů

Optickými vlastnostmi se rozumí, jak daný materiál ovlivňuje šíření elektromagnetické vlny charakterizované vlnovou délkou nebo frekvencí. To, že se vidíme v zrcadle, odpovídá skutečnosti, že kovy odrážejí elektromagnetické záření z viditelné oblasti spektra. Barva předmětu nám signalizuje, jakou frekvenci daný materiál odráží. Tyč napůl ponořená do vody vypadá jako zlomená, ale tento vjem je ve skutečnosti způsobený jen rozdílem v šíření světla ve vodě a ve vzduchu. To jsou příklady, které můžeme vnímat naším zrakem. Látky jsou složeny z různých částic, které s elektromagnetickým zářením interagují a ovlivňují jej. Nejčastěji se optické vlastnosti látek vysvětlují pomocí interakce vlnění s elektrony. Ale i ostatní částice látky mají vliv. Záleží na přesnosti, s jakou chceme optické vlastnosti popisovat. Optické vlastnosti materiálů vyjadřuje komplexní dielektrická funkce

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega), \quad (3.1)$$

kde $\varepsilon'(\omega)$ a $\varepsilon''(\omega)$ jsou její reálná a komplexní část.

Interakcí záření s mikroskopickým systémem se podrobně zabývá kvantová fyzika. Jednodušší a názornější představu o spektrální závislosti dielektrické funkce nám poskytují klasické modely [8]. Přestože tyto modely opouštějí kvantové zákony, popisují tuto problematiku s dostatečnou přesností pro většinu aplikací. Nás budou v dalších kapitolách zajímat optické vlastnosti kovů pro oblast viditelného záření. K jejich popisu se používá tzv. Drudeho model, popsaný níže.

3.1 Drudeho model

Drude tento model navrhl ještě dříve, než vznikl obdobný model kvantový. Je založen na představě plynu volných elektronů, které podléhají zákonům Newtonovy mechaniky. Elektrony se v kovu pohybují rychlostí odpovídající stavu systému a navzájem do sebe narážejí. Frekvence srážek je $\gamma = 1/\tau$, kde τ je relaxační doba. V látce dochází také k jiným kolizím, ty jsou ale zanedbány. Takovému modelu se říká model téměř volných elektronů.

Tyto elektrony mohou být vnějším elektrickým polem \mathbf{E} vychylovány. Pohybovou rovnici elektronu o hmotnosti m a náboji e pak napíšeme jako

$$m\ddot{\mathbf{x}} + m\gamma\dot{\mathbf{x}} = -e\mathbf{E}. \quad (3.2)$$

Vezmeme-li v úvahu harmonickou závislost vnějšího pole $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t)$, získáme závislost posunutí elektronu na čase

$$\mathbf{x}(t) = \frac{e}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)} \mathbf{E}(t). \quad (3.3)$$

Posunutím elektronu vůči kladným iontům se látka polarizuje. Polarizace \mathbf{P} vyjadřuje celkový dipólový moment v jednotce objemu

$$\mathbf{P} = -ne\mathbf{x} = -\frac{ne^2}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)} \mathbf{E}, \quad (3.4)$$

kde n je koncentrace elektronů.

Elektrickou indukci \mathbf{D} lze vyjádřit vztahem zahrnujícím také polarizaci

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}. \quad (3.5)$$

Dosazením (3.4) do (3.5) obdržíme

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}\right) \mathbf{E}, \quad (3.6)$$

kde

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m}} \quad (3.7)$$

je plazmová frekvence plynu volných elektronů. Srovnáním (2.12) a (3.5) vyplyne vztah pro dielektrickou funkci kovů

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}. \quad (3.8)$$

Je to funkce komplexní. Její reálná a imaginární část mají tvar

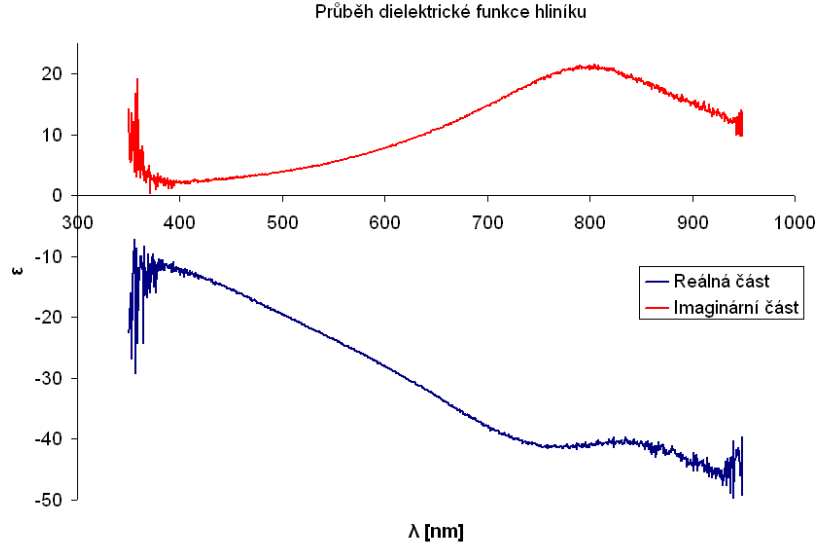
$$\varepsilon'(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (3.9)$$

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega(1 + \omega^2 \tau^2)}. \quad (3.10)$$

Prostředí charakterizované dielektrickou funkcí propouští elektromagnetickou vlnu, pokud je $\varepsilon'(\omega)$ kladné. $\varepsilon''(\omega)$ vyjadřuje tlumení vlny v materiálu. Je-li $\varepsilon'(\omega)$ záporné a $\varepsilon''(\omega)$ se příliš neliší od nuly, tak vlnu úplně odráží.

Na obrázku 3.1 vidíme průběh reálné a imaginární části dielektrické funkce hliníku pro vlnové délky z viditelné oblasti spektra. Reálná část je záporná a imaginární kladná, což jsou typické hodnoty pro kovy v této oblasti. To je předurčuje například jako materiály ke konstrukci zrcadel. Při použití záření o frekvenci vyšší než je plazmová frekvence (3.7), nabývá dielektrická funkce kladných hodnot a kovy se stávají propustnými. Nás budou ovšem zajímat vlastnosti kovů jen ve viditelné oblasti, kde k tomu nedochází.

Drudeho model téměř volných elektronů je zjednodušením tzv. Lorentzova modelu, který uvažuje také vazbu elektronu k jádru atomu [8]. V pohybové rovnici elektronu tak navíc vystupuje člen $-m\omega_0 \mathbf{x}$, vyjadřující přitažlivou sílu úměrnou výchylce elektronu \mathbf{x} a kruhové frekvenci ω_0 . Lorentzova modelu se používá k popisu dielektrické funkce



Obrázek 3.1: Průběh reálné a imaginární složky dielektrické funkce v závislosti na vlnové délce. Naměřeno metodou elipsometrie na 250nm vrstvě hliníku v laboratoři Masarykovy univerzity v Brně.

u dielektrik. Zde její reálná část nabývá kladných hodnot a imaginární se blíží k nule. To značí vysokou propustnost a bezztrátové šíření elektromagnetické vlny. Navíc závislost na frekvenci záření je slabá a pro dostatečně úzkou oblast bývá ε označováno jako dielektrická konstanta [6].

Index lomu N je ve vztahu k relativní permitivitě ε jako

$$N = \sqrt{\varepsilon}. \quad (3.11)$$

Přesněji je komplexní funkcí ω

$$N(\omega) = n'(\omega) + in''(\omega) = \sqrt{\varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega)}. \quad (3.12)$$

Z toho plynou vztahy pro jednotlivé komponenty:

$$\varepsilon' = n'^2 - n''^2, \quad (3.13)$$

$$\varepsilon'' = 2n'n'', \quad (3.14)$$

$$n' = \left(\frac{1}{2}\varepsilon' + \frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.15)$$

$$n'' = \left(-\frac{1}{2}\varepsilon' + \frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3.16)$$

Kapitola 4

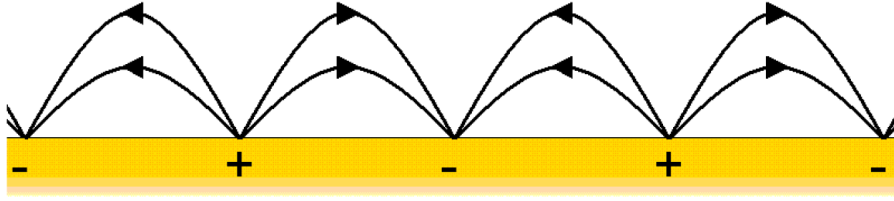
Povrchové plazmonové polaritony

Kvantum oscilací vodivostních elektronů v kovu, kdy v prvním přiblížení zanedbáváme interakci s iontovými zbytky v látce, nazýváme plazmonovým polaritonem [9]. Polariton je pojmenování pro kvazičástici, která vznikla spřažením elektromagnetické vlny s částicemi látky a k odpovídajícímu přeuspořádání elektrického náboje. Například interakci fotonu s ionty krystalické mříže nazýváme fononovým polaritonem.

Plazma je soubor se stejným počtem kladně a záporně nabitých částic, kdy se alespoň jeden typ těchto částic může pohybovat. Tento popis se hodí také na soubor vodivostních elektronů volně se pohybujících vůči kladně nabitým iontovým zbytkům krystalové mříže v kovu. Dojde-li k interakci elektromagnetického záření s takovou látkou, může vlivem tohoto záření dojít k rozpořádání elektronů, které zpětně toto záření ovlivňují. Takové vzájemné propojení elektromagnetické vlny s plazmovými oscilacemi nazýváme plazmonovým polaritonem. Plazmonové polaritony byly studovány průchodem elektronu kovovou vrstvou [10]. Odražené nebo prošlé elektrony vykazují pokles energie rovný násobku energie plazmonových polaritonů, která je rovna $E_p = \hbar\omega_p$, kde ω_p je plazmová frekvence (3.7). Význam plazmové frekvence je v tom, že záření s nižší frekvencí nedokáže látkou proniknout, protože elektrony dokáží změnu pole sledovat a odstínit ho. Pro frekvence vyšší ho odstínit nedokáží a látka se stává průchodnou. Takové vysvětlení je klasické a je jakýmsi zjednodušením. Kvantová teorie popisuje tyto interakce přesněji, ale s kvalitativně stejnými důsledky.

Speciálním případem plazmonových polaritonů je povrchový plazmonový polariton. Jeho chováním a vlastnostmi se zabývá obor zvaný plazmonika. Jde také o interakci elektromagnetické vlny s vodivostními elektrony kovu, ale s vazbou k povrchu. Tato práce se zabývá jejich základními vlastnostmi a způsoby excitace. Jinými kvazičásticemi se zde zabývat nebudeme, proto pro pohodlí čtenáře budeme dále v této práci označovat povrchový plazmonový polariton zkráceně povrchový plazmon nebo jen plazmon, jak bývá v publikacích s touto tematikou běžné.

Již v roce 1902 R.W. Wood publikoval výsledky měření odrazu světla na kovových mřížkách, kde se objevovaly překvapivé poklesy intenzity odraženého světla [11]. V té době šlo o nevysvětlitelný jev. Další neočekávané energetické ztráty spojené se studiem kovového povrchu zaznamenal Ritchie v roce 1957 při studiu difrakce elektronů na tenké kovové fólii [12]. Všechny tyto jevy byly způsobeny přítomností povrchových plazmonů a teprve po těchto zkušenostech se začalo hledat řešení Maxwellových rovnic, které by tyto jevy popisovalo a vysvětlovalo. Řešením byla vlna vázaná na povrch kovu. V roce 1968 Kretschmann a Reather publikovali práci o optickém buzení povrchových vln v kovu, kde podali jednotný popis tohoto jevu [13]. Tak vznikl obor plazmonika.



Obrázek 4.1: Oscilace hustoty náboje vytvoří kolem rozhraní elektromagnetické pole.

Povrchové plazmony jsou podélné oscilace náboje na rozhraní kovu a dielektrika způsobené kolektivní reakcí elektronů na vnější podnět, jakým může být například elektromagnetická vlna nebo elektron. Dynamické změny hustoty náboje vytvoří na povrchu kovu elektromagnetické pole pronikající do obou prostředí, kterým je plazmon charakterizován (viz obrázek 4.1). Pole je vytvořeno pohybem povrchových elektronů a je tedy silně lokalizováno na povrch. Hloubka průniku pole do dielektrika a kovu závisí na jejich optických vlastnostech. Za jakých podmínek taková povrchová vlna s těmito vlastnostmi může existovat, ukážeme v následujícím odstavci.

4.1 Povrchový plazmonový polariton na hladkém rozhraní

Abychom ukázali existenci povrchových plazmonů a odvodili jejich vlastnosti, aplikujeme Maxwellovy rovnice a budeme hledat řešení pro vlnu požadovaných vlastností. Kombinací (2.10) a (2.11) pro prostředí bez vnějších nábojů a proudů získáme rovnici

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2}. \quad (4.1)$$

S použitím identit

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} \equiv \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}, \quad (4.2)$$

$$\nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{E}) \equiv \mathbf{E} \cdot \nabla \varepsilon + \varepsilon \nabla \cdot \mathbf{E} \quad (4.3)$$

a s $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$ lze (4.1) upravit na

$$\nabla \left(-\frac{1}{\varepsilon} \mathbf{E} \cdot \nabla \varepsilon \right) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}. \quad (4.4)$$

Pokud budeme předpokládat, že je ε v závislosti na poloze konstantní (respektive se (4.4) řeší odděleně v oblastech s konstantním ε) zjednoduší se na

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (4.5)$$

Předpokládáme-li pole harmonicky závislé na čase jako $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)$, upravená rovnice (4.5) získá tvar

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k_0^2 \varepsilon \mathbf{E} = 0, \quad (4.6)$$

kde $k_0 = \omega/c$ přísluší vlně ve vakuu. Srovnáme-li rovnici (4.6) s (2.4) zjistíme, že jsme odvodili Helmholtzovu rovnici, kde $\psi(\mathbf{r}) = \mathbf{E}(\mathbf{r})$.

Nyní zahrneme do řešení naši představu vlny šířící se periodicky ve směru x , nezávislou na y a měnící se podle z . Vyjádříme $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ jako $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}(z)\exp(i\beta x)$, kde β se nazývá propagační konstanta a jde o průmět vlnového vektoru do směru šíření vlny. Zde $\beta = k_x$. Úpravou (4.6) získáme vlnovou rovnici pro řešení vlny na rozhraní

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}(z)}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) \mathbf{E} = 0. \quad (4.7)$$

Obdobná rovnice platí i pro \mathbf{H} .

Abychom mohli vlnovou rovnici použít k řešení, musíme ještě najít vztah mezi komponentami \mathbf{E} a \mathbf{H} . Tento vztah je samozřejmě obsažen v Maxwellových rovnicích, konkrétně v (2.10) a (2.11). Z předpokládaného harmonického řešení vyplývá, že můžeme operátor časové derivace nahradit výrazem $-i\omega$. Připomeňme vztah mezi magnetickou indukcí a intenzitou $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$. Obdržíme následující sadu rovnic:

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = i\omega\mu_0 H_x, \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega\mu_0 H_y, \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = i\omega\mu_0 H_z, \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_x, \quad (4.11)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_y, \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_z. \quad (4.13)$$

$$(4.14)$$

Vezmeme-li v úvahu požadované vlastnosti vlny, zjednodušíme tyto rovnice substitucí $\partial/\partial x = i\beta$ a $\partial/\partial y = 0$ na následující:

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = i\omega\mu_0 H_x, \quad (4.15)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - i\beta E_z = i\omega\mu_0 H_y, \quad (4.16)$$

$$i\beta E_y = i\omega\mu_0 H_z, \quad (4.17)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_x, \quad (4.18)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - i\beta H_z = i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_y, \quad (4.19)$$

$$i\beta H_y = i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_z. \quad (4.20)$$

$$(4.21)$$

Zahrneme-li do našich úvah polarizaci vlny, budou některé složky intenzit nulové a rovnice se ještě zredukuje. Vezmeme-li v úvahu TE polarizovanou vlnu, bude obsahovat

jen složky E_y, H_x a H_z a vztah mezi těmito složkami bude popsán rovnicemi

$$H_x = i \frac{1}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial z}, \quad (4.22)$$

$$H_z = \frac{\beta}{\omega \mu_0} E_y. \quad (4.23)$$

Má-li vlna TM polarizaci, obsahuje složky E_x, E_z a H_y a vztah mezi nimi je vyjádřen

$$E_x = -i \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad (4.24)$$

$$E_z = -\frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon} H_y. \quad (4.25)$$

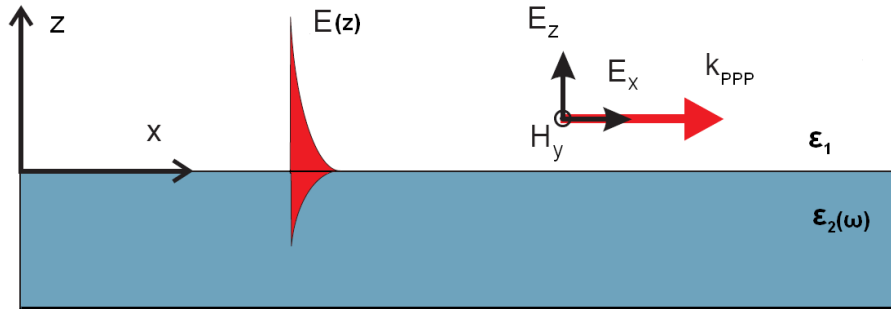
Dosazením těchto relací mezi jednotlivými složkami do vlnové rovnice (4.7) obdržíme vlnové rovnice pro TE polarizaci

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) E_y = 0 \quad (4.26)$$

a pro TM polarizaci

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) H_y = 0. \quad (4.27)$$

Tím jsme si připravili podmínky pro konkrétní řešení povrchové vlny. Vlna popisující povrchový plazmon musí vycházet z uvedených rovnic.



Obrázek 4.2: Rozhraní dielektrika (ε_1) a kovu ($\varepsilon_2(\omega)$), na kterém mohou existovat povrchové módy šířící se ve směru x a evanescentně klesající na obě strany od rozhraní. Takové módy nazýváme povrchové plazmonové polaritony. Převzato z [14].

Zkoumáme, zda může existovat vlna na hladkém rozhraní dvou polonekonečných prostředí. Prostor 1 ($z > 0$) bude vyplněno dielektrikem s kladnou dielektrickou konstantou ε_1 , prostředí 2 ($z < 0$) zase materiálem s dielektrickou funkcí $\varepsilon_2(\omega)$, jejíž reálná část je záporná. Takové vlastnosti, jak víme z kapitoly 3, splňují kovy až do plazmové frekvence.

Pro řešení TM polarizované vlny získáme z rovnic (4.24), (4.25) a (4.7) vztahy popisující vývoj jednotlivých složek vlny v prostředí 1

$$H_y(z) = A_1 e^{i\beta x} e^{-k_1 z}, \quad (4.28)$$

$$E_x(z) = i A_1 \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} k_1 e^{i\beta x} e^{-k_1 z}, \quad (4.29)$$

$$E_z(z) = -A_2 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} e^{i\beta x} e^{-k_1 z} \quad (4.30)$$

a pro popis v prostředí 2

$$H_y(z) = A_2 e^{i\beta x} e^{k_2 z}, \quad (4.31)$$

$$E_x(z) = iA_2 \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} k_2 e^{i\beta x} e^{k_2 z}, \quad (4.32)$$

$$E_z(z) = -A_2 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} e^{i\beta x} e^{k_2 z}, \quad (4.33)$$

kde k_1 a k_2 jsou složky vlnových vektorů ve směru z a určují hloubku průniku vlny od rozhraní.

Z podmínek spojitosti E_x a H_y na rozhraní vyplývá $A_1 = A_2$ a

$$\frac{k_1}{k_2} = -\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}. \quad (4.34)$$

Hodnoty $k_{1,2}$ musí zůstat kladné, aby se jednalo o vlnu evanescentně klesající ve směru od rozhraní. Tuto rovnost tedy musí splňovat opačná znaménka reálných částí dielektrických funkcí. V případě kovu a dielektrika je tedy tato rovnost splněna a rovnice popisující vlnu na rozhraní mají netriviální řešení. H_y splňuje rovnici (4.7). Z toho plyne

$$k_1^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_1, \quad (4.35)$$

$$k_2^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_2. \quad (4.36)$$

Tím je existence povrchového TM modu potvrzena.

V případě TE polarizace použijeme rovnice v prostředí 1

$$E_y(z) = A_1 e^{i\beta x} e^{-k_1 z}, \quad (4.37)$$

$$H_x(z) = -iA_1 \frac{1}{\omega \mu_0} k_1 e^{i\beta x} e^{-k_1 z}, \quad (4.38)$$

$$H_z(z) = A_1 \frac{\beta}{\omega \mu_0} e^{i\beta x} e^{-k_1 z} \quad (4.39)$$

a pro popis v prostředí 2

$$E_y(z) = A_2 e^{i\beta x} e^{k_2 z}, \quad (4.40)$$

$$H_x(z) = iA_2 \frac{1}{\omega \mu_0} k_2 e^{i\beta x} e^{k_2 z}, \quad (4.41)$$

$$H_z(z) = -A_2 \frac{\beta}{\omega \mu_0} e^{i\beta x} e^{k_2 z}. \quad (4.42)$$

Opět musí splňovat podmínky spojitosti, ze kterých plyne

$$A_1(k_1 + k_2) = 0. \quad (4.43)$$

Z požadavku na kladná $k_{1,2}$ vyplývá jen triviální řešení této rovnosti $A = 0$. TE povrchové mody tedy neexistují. Povrchový plazmon je TM polarizovaná vlna a také světlo, kterým je buzen, musí mít tuto polarizaci.

4.1.1 Disperzní vztah pro povrchové plazmonové polaritony

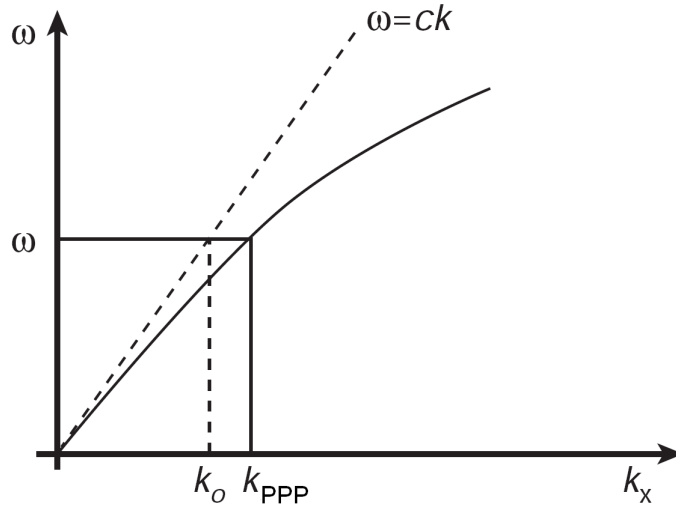
Dosadíme-li vyjádření (4.35) a (4.36) pro $k_{1,2}$ do rovnice (4.34), obdržíme

$$\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon_1 - \beta^2 = \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)^2 \left[\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon_2 - \beta^2\right]. \quad (4.44)$$

Úpravou této rovnice získáme vyjádření pro β , v plazmonice označované jako k_{PPP}

$$k_{\text{PPP}} = \beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}, \quad (4.45)$$

které se nazývá též disperzní vztah povrchových plazmonových polaritonů. Ten udává možné velikosti jejich vlnových vektorů v závislosti na úhlové frekvenci excitačního záření ω a optických vlastnostech prostředí tvořících rozhraní. Závislost daná tímto vztahem je na obrázku 4.3. Spolu s ní je ukázán také disperzní vztah pro světlo ve vakuu. Z porovnání těchto křivek vidíme, že povrchové plazmony mají větší vlnový vektor (kratší vlnovou délku) než světlo při stejné frekvenci. Jsou v tzv. neradiační oblasti, což vypovídá o jejich vazbě na rozhraní. Ze stejného důvodu nejednotnosti vlnových čísel také nemohou být přímo světlem buzeny. Z obrázku 4.3 je patrné, že pro malá k_{PPP} odpoví-



Obrázek 4.3: Disperzní křivka povrchových plazmonových polaritonů. Čárkovaně vyznačena disperzní křivka světla ve vakuu. Převzato z [15].

dající nízkým frekvencím (z infračervené oblasti a nižší [5]) se obě disperzní křivky téměř překrývají. Plazmony odpovídající těmto frekvencím mohou být buzeny přímým dopadem světla, nebo se mohou z povrchu samovolně vyvazovat. Takové vlny se označují jako Sommerfeldovy-Zenneckovy [5].

Naopak pro největší vlnová čísla se disperzní křivka blíží k tzv. charakteristické frekvenci povrchových plazmonů ω_{PPP} . Vztah pro tuto frekvenci získáme dosazením rovnice (3.8) do disperzního vztahu (4.45) se zanedbáním tlumení ($\varepsilon'' = 0$)

$$\omega_{\text{PPP}} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \varepsilon_1}}. \quad (4.46)$$

Přibližováním k této frekvenci se vlnový vektor zvětšuje do nekonečna a takový mod vykazuje elektrostatický charakter. Tento stav se v anglické literatuře označuje jako „*surface plasmon*“. Nad charakteristickou frekvencí existuje zakázaný pás až do hodnoty plazmové frekvence. Od této hranice začínají existovat objemové plazmony. Charakteristická frekvence pro rozhraní kov-vzduch je

$$\omega_{\text{PPP}} = \frac{\omega_{\text{p}}}{\sqrt{2}}. \quad (4.47)$$

4.1.2 Charakteristiky povrchových plazmonových polaritonů

Kdyby bylo k_{PPP} reálné, šířily by se povrchové plazmony netlumeně. Avšak víme, že elektrony v látce podstoupí řadu srážek, což je implicitně skryto v dielektrické funkci kovu (viz kapitola 3), která je také komplexní, a proto je i k_{PPP} komplexní číslo, jehož imaginární část vyjadřuje tlumení plazmonů.

Budeme-li považovat prostředí 1 za dielektrikum charakterizované dielektrickou konstantou ε_1 a prostředí 2 za kov s dielektrickou funkcí $\varepsilon_2(\omega) = \varepsilon'_2(\omega) + i\varepsilon''_2(\omega)$, bude reálná a imaginární část vlnového čísla rovna

$$k'_{\text{PPP}} = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_1 \varepsilon'_2(\omega)}{\varepsilon_1 + \varepsilon'_2(\omega)} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4.48)$$

$$k''_{\text{PPP}} = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_1 \varepsilon'_2(\omega)}{\varepsilon_1 + \varepsilon'_2(\omega)} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\varepsilon''_2(\omega)}{2(\varepsilon'_2(\omega))^2}. \quad (4.49)$$

Intenzita povrchových plazmonů klesá podél rozhraní exponenciálně jako $\exp(-2k''_{\text{PPP}}x)$ a vzdálenost, na které se utlumí na $1/e$, se označuje jako propagační délka L_{PPP}

$$L_{\text{PPP}} = \frac{1}{2k''_{\text{PPP}}}. \quad (4.50)$$

Elektromagnetické pole plazmonu je nejsilnější na rozhraní v $z = 0$, ale exponenciálně klesající pole zasahuje také do obou prostředí. Vzdálenost od rozhraní, kde bude pole zeslabeno na $1/e$, označujeme jako hloubku průniku a je dána

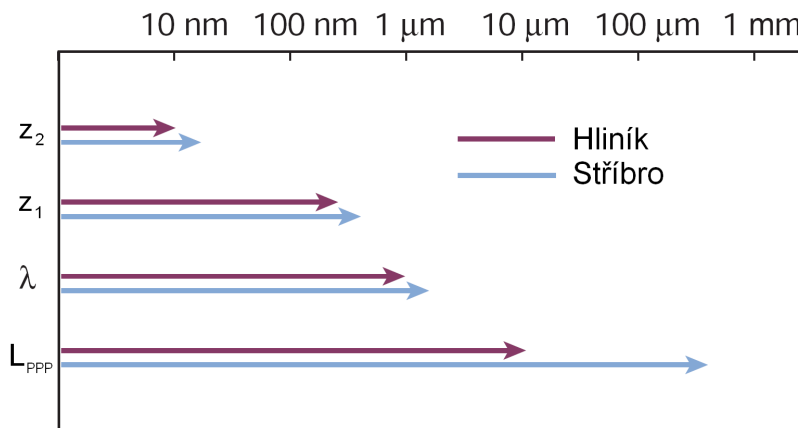
$$\tilde{z}_{1,2} = \frac{1}{|k_{z1,2}|}. \quad (4.51)$$

Konkrétně jako

$$\tilde{z}_1 = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon'_2(\omega)}{\varepsilon_1^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4.52)$$

$$\tilde{z}_2 = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon'_2(\omega)}{\varepsilon_2'^2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (4.53)$$

Obrázek 4.4 ukazuje srovnání těchto základních prostorových charakteristik pro hliník a stříbro. Nejde o plnohodnotné srovnání, protože hodnoty pro hliník byly získány při jiných frekvencích než pro stříbro. Ale zobrazené hodnoty vyjadřují obvyklé hodnoty těchto parametrů. Hloubky průniku vlny od rozhraní se pohybují v řádu desítek nanometrů. Přitom do dielektrika vlna prosakuje dále než do kovu, řádově do stovek nanometrů. Propagační délka dosahuje hodnot v řádech desítek až stovek mikrometrů. Tyto hodnoty mohou být užitečné při výběru vhodných materiálů pro plazmonická zařízení, při volbě vhodných detekčních metod apod.



Obrázek 4.4: Obvyklé hodnoty hloubky průniku do dielektrika $\tilde{\epsilon}_1$ a kovu $\tilde{\epsilon}_2$ a propagační délka L_{PPP} pro hliník ($\lambda = 500$ nm) a stříbro ($\lambda = 1500$ nm). Převzato a upraveno z [15].

4.2 Aplikace povrchových plazmonových polaritonů

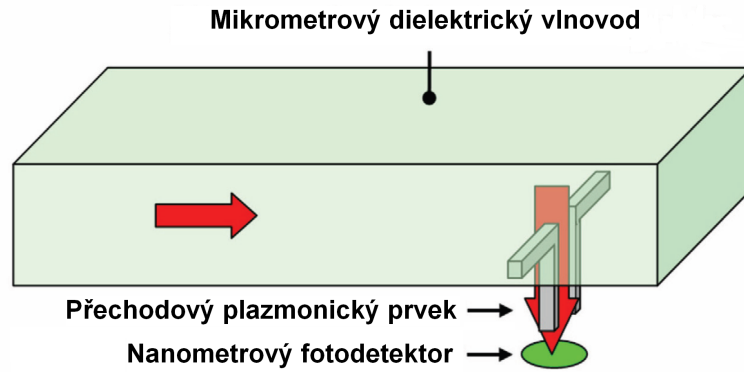
Jak bylo napsáno dříve, povrchové plazmony byly pozorovány už v minulém století a dostalo se jim také matematického popisu. Ale až v posledních letech se jejich vlastnosti intenzivně zkoumají a hledá se jejich uplatnění. Je to způsobeno i tím, že až dnes máme technologie, kterými můžeme tyto jevy spolehlivě studovat a jsme schopni vytvářet nanometrové plazmonické struktury. Hlavní motivaci samozřejmě představují, jak bylo naznačeno v úvodu, specifické vlastnosti, které by posunuly charakteristiky současných elektronických zařízení dál, nebo by přinesly zařízení zcela nová.

Povrchový plazmon se šíří jako povrchová vlna o stejné frekvenci jako vlna, kterou byla vybuzena. Plazmon buzený viditelným světlem pak přenáší frekvence stovek terahertzů, což je o několik řádů více než přenáší elektronická zařízení v současných mikroprocesorech. Integrovaný plazmonický obvod by byl velkým skokem ve výkonnosti počítačů.

Takový obvod by byl asi vrcholem v této oblasti, ale zkoumá se také implementace plazmoniky do stávajících integrovaných obvodů [1]. Myšlenka je taková, že by se využilo propojení více elektronických zařízení, která jsou na vyspělé úrovni, ale jsou omezena zpožděními způsobenými ohmickými ztrátami v elektronických spojích. Optická zařízení mají mnohem vyšší přenosové kapacity, ale jsou zase omezena difrakčním limitem a nemohou být libovolně zmenšována. Nejmenší rozměry mohou být rovny asi polovině vlnové délky použitého světla. Samotné integrované obvody tedy nejsou řešením.

Dalo by se ale více elektronických zařízení propojit optickými spoji, což by jistě přineslo zvýšení rychlosti. Ovšem nejednotnost v rozměrech těchto technologií neumožňuje jejich napojení. Zde by mohla být plazmonika řešením. Jak je znázorněno na obrázku 4.5, mohla by plazmonická zařízení být buzena optickým signálem a dál tento signál předávat. Plazmonická zařízení elektromagnetickou vlnu „stlačí“ do rozměrů odpovídajícím elektronickému prvku.

Plazmonika je výjimečná svou schopností koncentrovat světelný signál tím, že je přenášen plazmony do struktur mnohem menších, než kde by samotné světlo mohlo existovat. Je to ovšem podmíněno požadavkem na speciální prostředí kovu a dielektrika. Z toho vyplývá další vlastnost, která už není výhodou, a tou je omezená propagační délka. Světlo se v dielektrikách šíří téměř beze ztrát, zatímco povrchový plazmon se i v tom nejlepším pro-



Obrázek 4.5: Plazmonika jako spojovací článek mezi optickými a elektronickými zařízeními. Převzato a upraveno z [1].

středí šíří do vzdálenosti maximálně stovek mikrometrů. Tím se možnost využití plazmonů jako jediných nositelů informace v integrovaných obvodech snižuje. Hlavní zájem je proto zaměřen na miniaturizaci optických obvodů integrací plazmonických prvků. Ta by spočívala v tom, že se světlo vhodným způsobem transformuje na povrchový plazmon, který se bude šířit plazmonickým "podobvodem", bude zpracován logickými elementy a zpětně konvertován na světlo.

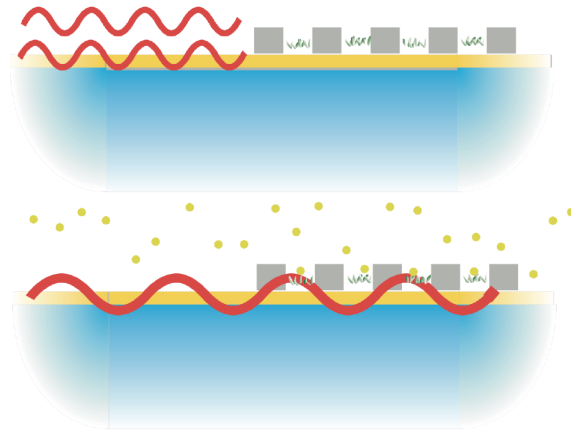
Dříve než budeme schopni takový obvod sestavit, musí se vyvinout jeho jednotlivé komponenty. Výzkum se věnuje vývoji vlnovodů, vazebních členů, přepínačů, modulátorů apod., tedy jakýchsi optických prvků vhodných pro plazmoniku. Existuje mnoho analogií mezi optikou a plazmonikou. Dielektrické vlnovody jsou v optice navrhovány pro práci za různých podmínek, pro různé druhy a šířky frekvencí. V plazmonice jsou vlnovody kovové pásy, u kterých se studuje šíření povrchových plazmonů a jejich vzájemná interakce. Stejně jako byly objeveny zakázané pásy pro světlo ve fotonických krystalech, můžeme vhodnými strukturami vytvořit nepropustné prostředí pro povrchové plazmony. Takových příkladů je mnoho. Proto se také tato oblast uplatnění povrchových plazmonů anglicky označuje „*subwavelength optics*“.

Druhou nejvíce publikovanou aplikací plazmoniky jsou citlivé senzory. Toto využití plyne z vysoké citlivosti povrchových plazmonů na prostředí podmiňující jejich existenci nebo ovlivňující jejich elektromagnetické pole. Známe vztahy popisující toto rozložení v závislosti na optických vlastnostech, máme metody, kterými ho můžeme měřit. Máme-li spolehlivý zdroj plazmonů, můžeme měřit dosah pole od povrchu a propagační délku. Na základě toho identifikovat látku, která je přítomna a ovlivňuje toto chování. Jiné senzory jsou založeny na existenci zakázaných pásů v některých strukturách (viz obrázek 4.6). Periodická struktura splňuje podmínku

$$k_{\text{PPP}} = \frac{\pi}{\Lambda}, \quad (4.54)$$

kde Λ je prostorová perioda struktury. Ta plazmon, na který je navržena, nepropustí. Detekujeme-li jej i za ní, znamená to, že je přítomna látka, na kterou je senzor citlivý. Tyto senzory nevyžadují přesné měření elektromagnetického pole a mohly by být kompaktnější a jednodušší pro praktické využití.

To jsou některá možná využití povrchových plazmonů, která představují velkou motivaci pro rozvoj plazmoniky.



Obrázek 4.6: Princip senzorů založených na existenci zakázaných pásů pro šíření povrchového plazmonového polaritonu. Převzato a upraveno z [16].

Kapitola 5

Buzení a detekce povrchových plazmonových polaritonů

V kapitole 4 jsme popsali vlastnosti povrchových plazmonových polaritonů. Z disperzní relace je zřejmé (viz obrázek 4.3), že existuje rozdíl ve velikosti jejich vlnových vektorů a vlnových vektorů světla o stejné frekvenci. Z toho plynou důsledky, které nám sice zajistí silnou vazbu plazmonů na rozhraní a šíření jejich energie jen v rovině rozhraní, aniž by se mohly samovolně vyvázat ve formě světla, ale nastává také problém opačný, totiž to, že nelze pouhým dopadem světla na povrch kovu povrchové plazmonové polaritony vybudit. Přitom spolehlivé navázání a vyvázání světla z povrchu je jedním z hlavních problémů, které je potřeba zvládnout, aby se dalo prakticky využít potenciálu plazmoniky. Existuje několik metod, které bariéru mezi světlem a plazmony překonávají. Některé zde popíšeme a zvláště se budeme věnovat buzení periodickou mřížkou. Tato kapitola nese název „Buzení a detekce povrchových plazmonových polaritonů“. Buzení i detekci jsme si mohli dovolit spojit do jedné kapitoly, protože většina metod zde uvedených je použitelná v obou případech.

5.1 Buzení a detekce plazmonů hranolem

Vlnový vektor \mathbf{k} světla dopadajícího ze vzduchu nemůže být nikdy dostatečně velký, aby splňoval disperzní relaci (4.45). Světlo navíc dopadá pod úhlem θ a průmět vlnového vektoru ve směru x je pak ještě menší. Lze to vyjádřit nerovností

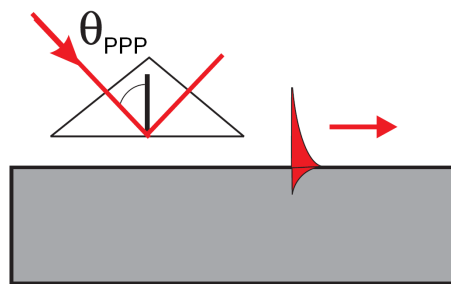
$$k_{\text{PPP}} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon(\omega)}{\varepsilon_1 + \varepsilon(\omega)}} > k_x = \frac{\omega}{c} \sin \theta. \quad (5.1)$$

Šíří-li se světlo dielektrikem s permitivitou ε , pak platí $k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon} \sin \theta$. V dielektriku s $\varepsilon > 1$ (například ve skle) může k_x být dostatečně velké pro vybudení povrchových plazmonů na rozhraní vzduch-kov. Ovšem přiložením skla ke kovu vznikne rozhraní sklo-kov, kterému disperzní vztah přisuzuje k_{PPP} o něco větší. K buzení povrchových plazmonů s využitím těchto vlastností světla se používá lámavý hranol ze skla o vysokém indexu lomu. Světlo ze vzduchu dopadá na hranol pod úhlem větším než kritickým (2.41), na jeho základně dochází k totálnímu odrazu a světlo hranol opouští. Světlo v hranolu má kratší vlnovou délku (tj. větší vlnový vektor) než na vzduchu. Hloubka průniku evanescentní vlny vzniklé pod rovinou odrazu je nenulová a může dojít k excitaci na jiném

rozhraní, než kde dochází k totálnímu odrazu. Evanescentní vlna nenese žádnou energii a intenzita odraženého světla se musí rovnat intenzitě dopadajícího. Pokud nastanou v oblasti evanescentní vlny vhodné podmínky, může nastat rezonance a navázání vlny v podobě povrchových plazmonů. V takovém případě pozorujeme pokles intenzity odraženého světla. K nastolení vhodných podmínek byly navrženy dvě konfigurace, kterými dokážeme povrchové plazmony spolehlivě budit.

5.1.1 Ottova geometrie

Uspořádání, které je zobrazeno na obrázku 5.1, použil a publikoval jako první A. Otto [6]. Princip spočívá v tom, že se ke kovu přiloží skleněný hranol tak, aby mezi nimi vznikla mezera (vyplněná vzduchem či jiným dielektrikem o nízké dielektrické konstantě) tloušťky zhruba odpovídající vlnové délce použitého záření. Světlo může touto vrstvou protunelovat, dosáhnout na rozhraní vzduch - kov a excitovat povrchové plazmony.



Obrázek 5.1: Ottovo uspořádání se vzduchovou mezerou. Převzato z [14].

Proces tunelování světla mezerou je citlivý na změnu tloušťky, která musí být zvolena s ohledem na dielektrickou konstantu materiálu mezery a druh záření. Se změnou mezery se mění účinnost navazování světla do povrchu kovu. Pro kombinaci viditelné záření a vzduchová mezera se tloušťka pohybuje kolem $0,5 \mu\text{m}$. Při práci s infračerveným zářením je odpovídající mezera řádu jednotek mikrometrů. Při vhodně zvolených parametrech se účinnost navazování světla blíží 100% [17].

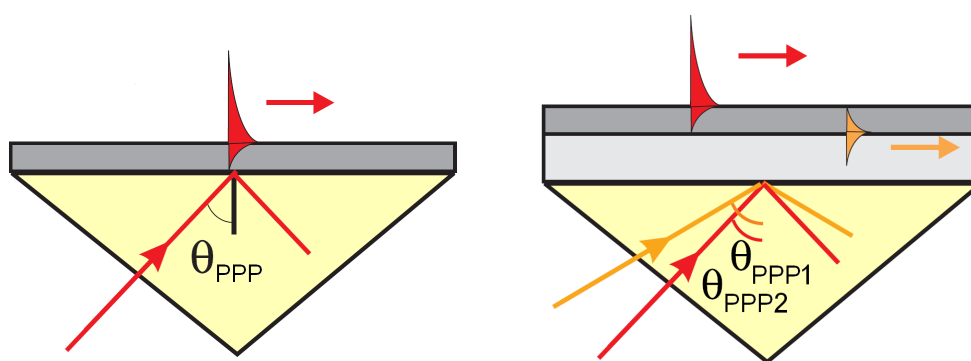
Problém vysoké citlivosti na vzájemné pozici povrchu s hranolem může pak zařízení pracující na tomto principu činit značně nespolehlivými. Vrstva vzduchu může také obsahovat prachové a jiné částice ovlivňující excitaci. Řešením může být, pokud místo vzduchové mezery nanese na základnu hranolu jiné dielektrikum vhodné tloušťky a na něj kovovou vrstvu. Vznikne stabilní uspořádání, ovšem bez možnosti dalšího nastavení v případě, pokud bychom použili jiné záření nebo úhel dopadu. Takové uspořádání je vhodné například pro studium šíření povrchových plazmonů v kovech jako je hliník nebo magnesium, které jinak na vzduchu rychle oxidují a mění se tak jejich vlastnosti. Povrch krytý dielektrikem by tomu zamezil.

Ottovo uspořádání se dnes často nepoužívá kvůli vysoké náročnosti na přesnost výroby, nestabilitě či omezenosti použití. Nejčastěji jej využíváme pro buzení na tlustých nebo polonekonečných kovových vrstvách, kde by Kretschmannova metoda (viz dále) nešla použít.

5.1.2 Kretschmannova geometrie

Toto uspořádání je také založeno na principu využívajícím totální odraz v hranolu a schopnost světla tunelovat tenkou vrstvou. Kretschmann a Reather prokázali, že i samotná kovová vrstva může být vhodnou tunelovací bariérou [13]. Pokud je dostatečně tenká, dovoluje záření dostat se na druhou stranu. Všechno, co potřebujeme, je hranol pokrytý tenkou vrstvou kovu (viz obrázek 5.2). Toho lze dosáhnout nadeponováním vrstvy kovu jako je stříbro nebo zlato na základnu hranolu a vytvořit tak tenkou hladkou vrstvu vhodnou pro vznik dostatečně silné rezonance.

Tato geometrie je častěji využívána než Ottova pro své jednodušší a stabilnější uspořádání a pro dnes již jednoduchou výrobu. Napaření kovové vrstvy o tloušťce několika desítek nanometrů je totiž v současnosti běžně dostupná metoda [18].



Obrázek 5.2: Vlevo je schéma Kretschmannova uspořádání. Vpravo vzájemná kombinace Ottova a Kretschmannova uspořádání. Převzato z [14].

Kretschmannova a Ottova metoda, tedy metody založené na totální reflexi světla, byly po svém objevení mnohokrát zkoumány. Vzniklo také několik vzájemných kombinací. Nejde však již o nové způsoby excitace. Například kombinace vyobrazená na obrázku 5.2 vznikla napařením dielektrika (jako u Otty) a ještě kovu (jako u Kretschmanna). Mohou se tak budít plazmony na obou rozhraních. Dále pak napařením ještě třetí vrstvy dielektrika by vznikla dvě identická rozhraní. Šíření plazmonů na dvou rozhraních (na tenké vrstvě) je také studováno.

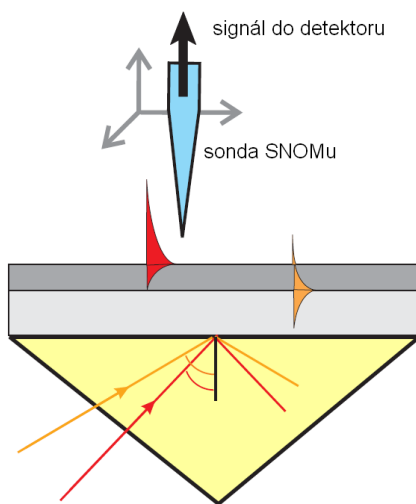
Hranol přiložený do oblasti výskytu pole plazmonu jej vyváže z povrchu a vyzáří v podobě světla. Slouží tedy také jako detektor. Použití hranolu jako vazebního členu se používá i ve vlnovodné optice a jedná se o spolehlivý způsob buzení a detekce. Ovšem hranol je jakýmsi makroskopickým prvkem a pro nanoaplikace jsou tyto metody nevhodné.

5.2 Buzení mikroskopem v blízkém poli - SNOM

Optický mikroskop pracující v blízkém poli (Scanning Near-field Optical Microscopy) byl vyvinut, aby překonal hranice nejmenšího rozlišení běžných mikroskopů pracujících v dalekém poli, které odpovídá asi polovině vlnové délky použitého světla. Pro rozlišení jemnějších objektů jsou nutné vyšší frekvence, které ale nemohou opustit výstupní aperturu objektivu nebo sondy. Tyto frekvence se vyskytují za sondou jen jako vlny exponenciálně klesající a nešíří se prostorem ke studovanému objektu. Abychom je využili, musíme se objektem přiblížit do oblasti těchto evanescentních vln (do blízkého pole) a tím pole

narušit. Tyto vlny se na povrchu rozptýlí a v dalekém poli je detekujeme. Sondou pak rastrujeme povrch a skládáme výsledný obraz.

Tento způsob užití SNOMu se označuje jako normální mod. Může pracovat také v opačném modu, kdy vzorek osvětlujeme například vláknem a sondou SNOMu sbíráme světlo na povrchu vzorku. Existuje také kombinace těchto modů, kdy sondou budíme i sbíráme.



Obrázek 5.3: Buzení povrchových plazmonových polaritonů hranolem a jejich detekce mikroskopem SNOM. Převzato z [14].

SNOM v „normálním“ modu se používá v plazmonice k excitaci povrchových plazmonů. Sondou, kterou je zúžené optické vlákno s aperturou v řádech desítek nanometrů, se přiblížíme k povrchu kovu (< 100 nm). Díky malé apertuře bude mít světlo opouštějící vlákno složky vlnového vektoru $k > k_{\text{PPP}}$ a může dojít buzení plazmonů. Takové buzení je velmi lokální a umožňuje budit kdekoli se sondou přiblížíme. V mikroskopii se používají často sondy pokovené, aby nesbíraly parazitní světlo, ale v plazmonice se používají spíše nepokovené.

V „obráceném“ modu se SNOM používá jako detektor plazmonů. Přiblížíme-li sondu k povrchu do oblasti, kde ještě „prosakuje“ pole plazmonu, dojde k navázání jeho pole do sondy, k zesílení fotonásobičem a detekci v detektoru. Rastrováním povrchu získáme přehled o šíření plazmonů v celé oblasti. Navíc pohybem v různých výškách nad povrchem také zmapujeme, jak pole prosakuje do dielektrika.

SNOM je nyní nejsilnějším nástrojem pro studium chování povrchových plazmonů. Žádná jiná dostupná metoda pro buzení a detekci neposkytuje takové možnosti. Silné lokální pole SNOMu se používá také k excitaci lokalizovaných plazmonů ve speciálních strukturách, jako jsou například plazmonové anténky, kde se studuje jejich vyzařování [14].

5.3 Buzení periodickou mřížkou

Povrchový plazmon může vzniknout rozptylem světla na nehomogenitě povrchu jak tvarové, tak materiálové, nebo osvitěm zdrsňeného kovového povrchu. Všude, kde dojde k takovému rozptylu světla, že jeho vlnový vektor bude odpovídat povrchovému plazmonu,

může dojít k vybuzení. Takové překážky také ovlivňují jejich šíření. Tento způsob buzení náhodnými strukturami je ale nevhodný pro praktické využití, kde používáme přesné frekvence a úhly dopadu. Je však důležité si jej uvědomovat a počítat s ním například při experimentech.

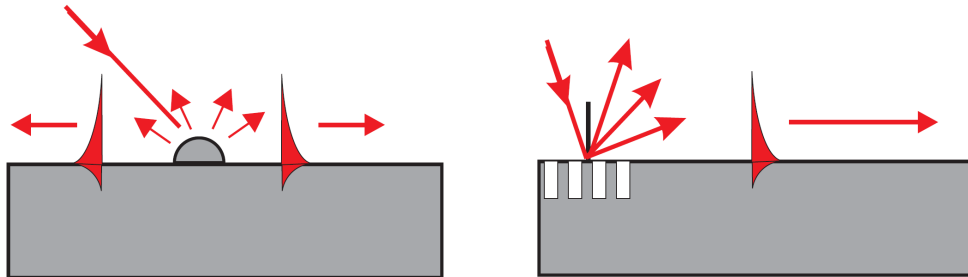
Jiný způsob, založený na rozptylu světla, je rozptyl na periodické mřížce. Její pravidelnost nám přesně určuje, jaké vlny budou vznikat a jaké vlnové vektory je reprezentují [14]. Vlna s frekvencí ω dopadající pod úhlem θ se na mřížce s periodou Λ rozptýlí tak, že vlnový vektor ve směru rozhraní bude mít velikost

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sin \theta \pm \frac{2m\pi}{\Lambda}, \quad (5.2)$$

kde m je celé číslo a určuje řád difrakce. Světlo dopadající na povrch kovu má vždy menší vlnový vektor, než který vyhovuje vzniku plazmonu. Vhodně zvolená mřížka vytvoří přírůstek, který rozdíl vlnových vektorů smaže a plazmon může vzniknout. Aby k tomu došlo, musí platit rovnost

$$\frac{\omega}{c} \sin \theta \pm \frac{2m\pi}{\Lambda} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1(\omega)\varepsilon_2(\omega)}{\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2(\omega)}} = k_{\text{PPP}}. \quad (5.3)$$

Stejná pravidla platí také pro vyvazování plazmonů z povrchu. Šíří-li se plazmon rozhraním a narazí-li na mřížku, která má odpovídající periodu, dostane se do radiační oblasti a může se vyzářit. Taková mřížka slouží jako detektor povrchových plazmonů.



Obrázek 5.4: Rozptyl světla na nerovnosti povrchu a na periodické mřížce doprovázený vznikem povrchového plazmonového polaritonu. Převzato z [14].

5.4 Detekce fluorescencí

Fluorescenční metoda pro detekci a zobrazení povrchových plazmonů používá látky, které při excitaci elektromagnetickým zářením emitují světlo. Látka se nanese na studovanou plochu. Leží-li frekvence povrchových plazmonů v oblasti jejich excitačních frekvencí, tak začne emitovat světlo, které detekujeme optickým mikroskopem. V některých případech je nutné mezi kov a fluorescenční látku vložit ještě vrstvu dielektrika, aby bylo šíření plazmonů méně ovlivněno. Výhodou této metody je, že získáme přehled o jejich šíření jako například metodou SNOM. Detekční mřížka nebo hranol získávají informace lokálně.

Existují ještě další metody buzení a detekce, které ale nejsou tak rozšířeny. Ty, kterým se věnuje hlavní pozornost, jsme zde zmínili a některým se budeme věnovat i v dalších

kapitolách. Z povahy povrchových plazmonových polaritonů plyne, že pokud je chceme budit, musíme překonat rozdíly v jejich a světelných disperzních relacích. Chceme-li je detekovat, musíme se dostat do oblasti, kde existují, přinutit je, aby tuto oblast opustili a my je mohli detekovat běžnými detektory jako je fotonásobič, kamera nebo zrak.

Kapitola 6

Simulace excitačních metod

Počítačové simulace jsou užitečným nástrojem nejen pro plazmoniku. Dokáží namodelovat šíření elektromagnetické vlny s ohledem na optické vlastnosti, tvar a vzájemné uspořádání materiálů. Vypočítané hodnoty pole v různých místech simulace nám pak slouží pro ověření výpočtů, při návrhu komponent, pro studijní účely atd.

V této kapitole jsou popsány výsledky simulací, kterými chceme doplnit výklad k některým excitačním metodám z kapitoly 5. Dále jsou pak také uvedeny simulace stejného problému, který byl ověřován experimentálně a je popsán v kapitole 7.

6.1 Výpočetní software

K modelování struktur vhodných pro excitaci povrchových plazmonových polaritonů jsme měli k dispozici program FDTD Solutions verze 5.1.3 trial od firmy Lumerical Solutions, Inc. Je to software, který umožňuje 2D i 3D simulace optických problémů, tedy i plazmonických.

Byly vyzkoušeny také jiné programy (od firmy RSoft), které měly být vhodné pro řešení optických problémů, ale byly spíše zaměřeny na problematiku vedení světla v dielektrikách. Byly přizpůsobeny pro práci s materiály popsanými dielektrickou komplexní konstantou. Pro potřeby plazmoniky je ovšem nezbytné použití kovů vykazujících silnou závislost na frekvenci a tedy nutnost použití dielektrické komplexní funkce. Tuto možnost sice programy nabízely, ale definování dielektrické funkce a ověření jejích hodnot, s jakými program počítá, bylo obtížné a to práci a kontrolu výsledků znesnadňovalo. Také návrh plazmonických struktur byl obtížnější.

6.1.1 Metoda FDTD

Metoda FDTD (the Finite-Difference Time-Domain - metoda konečných diferencí v časové oblasti) se stala v současné době hlavním nástrojem pro výpočetní řešení problémů z elektromagnetismu [19]. Její rozvoj byl motivován potřebou řešit interakci elektromagnetického záření s geometricky komplikovanými objekty různých materiálů. Metoda je založena na jednoduchém principu diskretizace Maxwellových rovnic, který ovšem vyžaduje výkonnou výpočetní techniku. Současná výpočetní technika je dostačující, a proto je metoda FDTD pro své přednosti používána.

Příklad diskretizace můžeme ukázat na jednorozměrném příkladu vlny, která se šíří vakuem ve směru z s polarizací elektrického pole ve směru x a magnetického v y [20]. Nejdříve si čas a prostor rozdělíme na díly tak, že n -tý časový krok označený indexem

n a k -tý prostorový krok označený indexem k budou souviset s časovou a prostorovou souřadnicí jako

$$t = n\Delta t, \quad (6.1)$$

$$z = k\Delta z. \quad (6.2)$$

Těmito kroky můžeme diskretizovat časovou i prostorovou derivaci. Například pro E :

$$\frac{\partial E}{\partial t} \rightarrow \frac{\Delta E}{\Delta t} = \frac{E(n+1/2) - E(n-1/2)}{\Delta t}, \quad (6.3)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} \rightarrow \frac{\Delta E}{\Delta z} = \frac{E(k+1/2) - E(k-1/2)}{\Delta z}. \quad (6.4)$$

Metoda řeší Maxwellovy rovnice (2.10) a (2.11). Diskretizaci těchto rovnic napíšeme

$$\frac{E_x^{n+1/2}(k) - E_x^{n-1/2}(k)}{\Delta t} = -\frac{H_y^n(k+\frac{1}{2}) - H_y^n(k-\frac{1}{2})}{\varepsilon_0 \Delta z}, \quad (6.5)$$

$$\frac{H_y^{n+1}(k+\frac{1}{2}) - H_y^n(k+\frac{1}{2})}{\Delta t} = -\frac{E_x^{n+1/2}(k+1) - E_x^{n+1/2}(k)}{\mu_0 \Delta z}. \quad (6.6)$$

Tyto rovnice se pak střídavě počítají v krocích časových i prostorových, což má za následek, že se souběžně počítá časový i prostorový vývoj polí. Časová změna jednoho pole odpovídá prostorové změně druhého pole v předchozím časovém kroku. Toto propojení se anglicky označuje „leapfrog“.

V jistém místě prostoru může být hodnota pole v jednom časovém kroku vždy vyčtena z předchozího časového kroku v tom samém místě. Zřejmé to bude vyjádřením jednotlivých polí v posledním časovém kroku z rovnic (6.5) a (6.6)

$$E_x^{n+1/2}(k) = E_x^{n-1/2}(k) - \Delta t \frac{(H_y^n(k+\frac{1}{2}) - H_y^n(k-\frac{1}{2})))}{\varepsilon_0 \Delta z}, \quad (6.7)$$

$$H_y^{n+1}(k+\frac{1}{2}) = H_y^n(k+\frac{1}{2}) - \Delta t \frac{E_x^{n+1/2}(k+1) - E_x^{n+1/2}(k)}{\mu_0 \Delta z}. \quad (6.8)$$

Takto se postupně počítají hodnoty polí stejně jako se elektromagnetická vlna šíří prostorem - elektrické pole indukuje magnetické a magnetické indukuje elektrické.

V prostoru E3 se pak „kvantují“ také ostatní prostorové proměnné x a y a prostor je rozdělen na buňky (kvádry) o hranách Δx , Δy a Δz (tzv. Yee Cells). Řešení se provádí zvlášť pro TE a TM polarizaci [20]. Pro počítání s disperzními materiály se do řešení zahrne také dielektrická funkce a dělají se další úpravy, které ale princip metody, nastíněný uvedeným příkladem, nemění. Více se lze o metodě dozvědět například v [19] a [20], kde je také vysvětlena z programátorského hlediska.

Pro uživatele je důležité nastavení velikostí kroků. Nastavení prostorových kroků, nebo-li velikosti buněk z jakých bude simulace složena, je závislé na vlnové délce záření. Obecným pravidlem je, aby velikost buňky byla „mnohem“ menší než je vlnová délka. Čím bude buňka menší, tím se zpřesňuje výpočet, ale zvyšují se nároky na paměť počítače. Nejčastěji se doporučuje, aby strana každé buňky byla maximálně $1/10\lambda$ pro nejvyšší použitou frekvenci. Také velikost a tvar nejmenších objektů v simulaci může vyžadovat jemnější buňky. Všechny objekty se skládají z kvádrů a k nahrazení například zakřivených ploch je nutné kvádry dostatečně zjemnit.

Nastavení časového kroku musí zaručit, aby vlna v jednom časovém kroku neprošla více než jednu buňku. To je vyjádřeno tzv. Courantovou podmínkou [20]

$$\Delta t \leq \frac{1}{v \sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2}}}. \quad (6.9)$$

Programy většinou automaticky nastaví tento krok na maximální hodnotu a dovolí ji snížit. Zmenšování časového kroku nepřináší ve většině případů zpřesnění výpočtů. Jsou ale výjimky, například použití vysoce vodivých materiálů vyžaduje menší časový krok. Ovšem většina programů počítá s časovým krokem vztaženým k rychlosti šíření světla ve vakuu, takže v daném materiálu bude časový krok dostatečně krátký [19].

6.1.2 Program FDTD Solutions

Program FDTD Solutions při vytváření nového projektu nejdříve nechá uživatele vybrat z 2D nebo 3D simulace. 2D simulace je mnohem méně náročná na výkon počítače. To umožní zvýšit přesnost výpočtu, případně simulovat stejný problém s komplexnějším nastavením. Také doba výpočtu se výrazně zkrátí. Proto je vhodné používat 2D simulace, pokud si přímo řešený problém nevyžaduje třetí dimenzi. Jako například anténky, u kterých mají význam všechny tři rozměry. Nebo použít 2D řešení pro přípravu a ladění simulace a až poté přejít k 3D.

Po založení projektu program nabízí standardní nástroje pro kreslení a úpravu struktury. Při jejich tvorbě se zadává také druh materiálu. Program je vybaven materiálovou databází, která řadu materiálů již obsahuje a další si může uživatel několika způsoby definovat. Do databáze je možné například načíst experimentálně zjištěné hodnoty dielektrické funkce, zadat číselně hodnoty indexu lomu dielektrika, nebo lze materiál definovat charakteristikami jako jsou plazmová frekvence, vodivost apod. Různé způsoby definice materiálů jsou pak doplněny funkcemi pro kontrolu hodnot dielektrické funkce. Program buď vypíše hodnoty pro požadovanou frekvenci, nebo vykreslí graf pro rozsah frekvencí. V programech vhodných pro plazmoniku, která pracuje s dielektrickými funkcemi kovů, je taková databáze velmi užitečná.

Po definování geometrie a materiálů struktury se přidají do projektu zdroje a monitory elektromagnetického záření. Zdrojů je zde několik typů a byl používán zdroj rovinných vln. V nastavení zdroje se zadá zejména polarizace vlny a parametry vlny jako je frekvence nebo vlnová délka. To lze volit rozsahem vlnových délek, frekvencí nebo v časové oblasti délkou pulsu. Tato tři nastavení jsou navzájem propojena, ale definice různými způsoby není rovnocenná. Uživatel si musí zvolit, který způsob je nejvhodnější. Současně se vykresluje tvar pulsu a intenzitní zastoupení frekvencí a vlnových délek, kterými se nastavení kontroluje.

Monitory umístíme tam, kde chceme získat informace o elektromagnetické vlně. Monitorů je opět několik druhů. Nejvíce byly používány monitory zaznamenávající hodnoty polí v závislosti na čase nebo na frekvenci. Po skončení simulace pak z těchto monitorů získáváme hodnoty a závislosti polí, které jsme požadovali. Rozmístění a nastavení monitorů musíme provádět s ohledem na výpočetní nároky simulace. Monitor může výrazně tyto nároky zvýšit. Abychom nepřekročili možnosti počítače, můžeme například nastavit zaznamenávání jen některých složek polí, detekci jen pro některé frekvence, nebo upravit rozměry monitoru. Více monitorovaných parametřů vyžaduje více paměti počítače.

Posledním prvkem projektu je oblast simulace. Rozměry této oblasti musí být takové, aby obsahovala všechny prvky, které chceme zkoumat včetně nástrojů k tomu použitých.

Tedy zkoumané struktury a objekty i zdroje a monitory. Zároveň ale větší oblast vyžaduje vyšší paměť, proto ji volíme jen nezbytně velkou. Parametry oblasti simulace se vztahují k simulaci samotné. Volí se zde zejména délka simulace, stupeň přesnosti výpočtu, nastavení sítě (velikost prostorového kroku) a okrajové podmínky. Doba simulace musí být taková, aby se puls nejen vyzářil ze zdroje, ale aby stihnul také po všech interakcích dospět k monitoru. Při nastavení příliš dlouhé doby simulace program sám po uplynutí potřebné doby upozorní, že další výpočet už není potřebný a nabídne simulaci ukončit.

Okrajové podmínky jsou velmi důležitým prvkem vztahujícím se k metodě FDTD, který ovlivňuje výsledky a složitost simulace. Typů okrajových podmínek existuje mnoho a jsou vhodné pro různá použití metody FDTD. Program FDTD Solutions jich nabízí několik. Dají se nastavit ke každé straně oblasti simulace zvlášť. Máme-li například symetrickou úlohu, můžeme nastavit na příslušnou stranu symetrickou okrajovou podmínku a počítat jen půlku problému se stejnými výsledky jako při simulaci celku. Periodické podmínky umožňují simulovat struktury složené z periodicky se opakujícího prvku simulací jediného. Těmito podmínkami pak snižujeme nároky simulace. Podmínka, která se používala nejčastěji, se nazývá PML (Perfect Matched Layer). Oblast simulace je jakási krabice, uvnitř které se šíří elektromagnetické vlny. Podmínky PML na okrajích zajistí, aby se tyto vlny neodrážely od okrajů zpět, ale absorbovaly se do nich a neovlivňovaly tak výpočet. Parametry PML podmínek lze nastavit jejich schopnost absorbovat. Zvýšení absorpce ale také zvyšuje nároky na paměť. Při několika simulacích se stalo, že při použití dlouhých pulsů, okraj, který absorboval prošlou vlnu, před koncem simulace absorbovanou vlnu vyzářil a znehodnotil simulaci. V tomto případě byla zvýšena absorpční schopnosti okrajů, anebo zvětšena oblast simulace, aby vyzářená vlna nestihla dojít až k monitoru. Samozřejmě tyto úpravy nesměly zvýšit požadavky na paměť nad možnosti počítače.

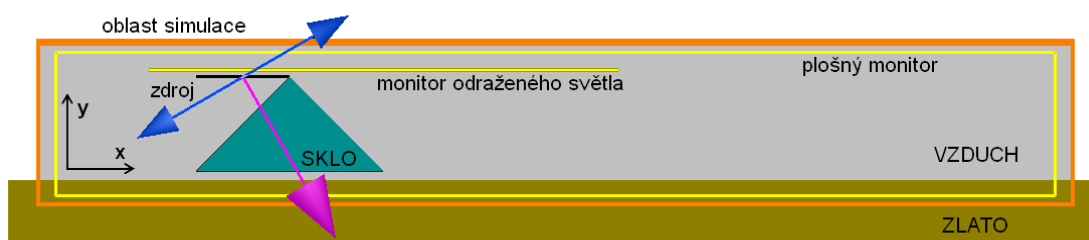
Po definici simulační oblasti se zpřístupní funkce „*Check Memory Requirement*“, která okamžitě po jakékoliv změně v nastavení projektu vypíše hodnotu paměti potřebnou ke spuštění simulace. Rozepíše také, kolik paměti vyžadují jednotlivé prvky projektu. Tak lze vzájemně doladit jednotlivá nastavení, abychom mohli spustit dostatečně přesnou simulaci s požadovanými výstupy. Po skončení simulace se objeví okno „*Analyze*“, kde je přístup k datům z jednotlivých monitorů.

6.2 Výsledky simulací

6.2.1 Ottova geometrie

Buzení povrchových plazmonů hranolem bylo ověřeno v Ottově uspořádání. Na základě informací z článků [17] a [6] se simulovala sestava: rozhraní zlato-vzduch ($\epsilon_{\text{Au}}(632, 8\text{nm}) = -35, 2 + 12, 3i$, $\epsilon_{\text{vzduch}} = 1$), skleněný hranol ($\epsilon_{\text{sklo}} = 1, 9$), červený laser ($\lambda = 632, 8\text{ nm}$). Mezi hranolem a zlatou vrstvou byla ponechána vzduchová mezera 300 nm. Celá sestava je zobrazena na obrázku 6.1. Hranol byl v simulaci osvětlován pod různými úhly dopadu a byla detekována intenzita odraženého světla. Pokles intenzity byl očekáván při osvětlení pod úhlem asi 30° .

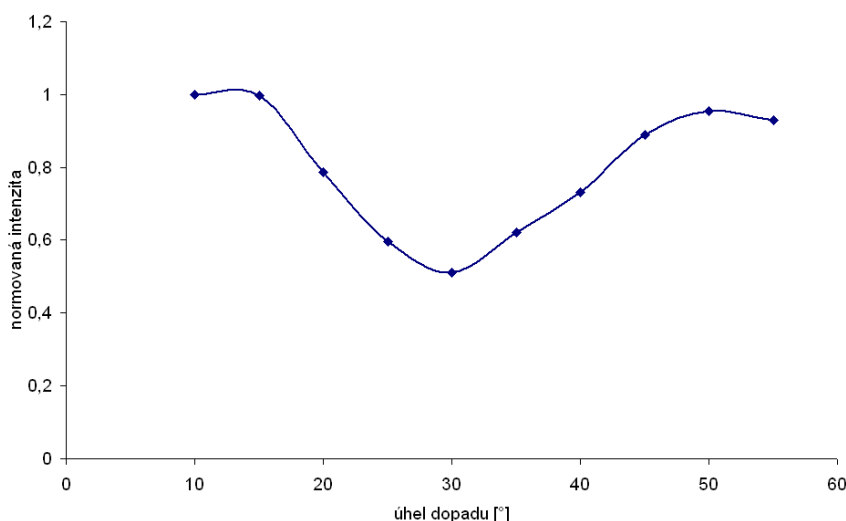
Při vytváření projektu bylo použito zlato z materiálové databáze, které mělo požadované parametry, a sklo, které se do databáze přidalo jako dielektrikum s danou dielektrickou konstantou. Zdroj rovinných vln osvětloval levou stranu hranolu s parametry vlny nastavenými tak, že se nejdříve zvolila vlnová délka světla a poté délka pulsu taková, aby byla delší než samotná doba simulace. Tak se sledoval ustálený zdroj plazmonů a



Obrázek 6.1: Rozvržení simulace Ottova uspořádání.

nezáleželo v jakém čase se data z monitoru analyzují. Protože zdroj produkoval záření jen o jedné vlnové délce, nevyžadovaly monitory velkou paměť a mohlo jich být použito více. Celková simulace nebyla pro počítač náročná, proto se mohla nastavit nejvyšší přesnost výpočtů a ponechat přednastavený krok simulace na 0,25 nm, který je vzhledem k rozměrům všech prvků projektu a k vlnové délce světla dostatečně malý. Délka simulace byla 120 fs při délce pulsu 500 fs.

Nad hranol byl umístěn monitor záření odraženého od základny hranolu. Z dat nasbíraných tímto monitorem pro různé úhly dopadu byl sestaven graf, který je uveden na obrázku 6.2. Ten potvrzuje pokles intenzity, který byl očekáván kolem úhlu dopadu 30° . Je známo, že pokud se za rovinu, kde dochází k totálnímu odrazu světla, umístí do blízkosti dielektrikum, tak se vlna naváže a šíří se dielektrikem. To by také znamenalo pokles intenzity. Nyní je ovšem za rovinou odrazu kov, který světlo v těchto frekvencích odráží a nemělo by k poklesu intenzity dojít. Jediným vysvětlením poklesu intenzity je vybuzení povrchového plazmonu. Vlna se navázala na rozhraní vzduch-zlato a neodrazila se do monitoru.

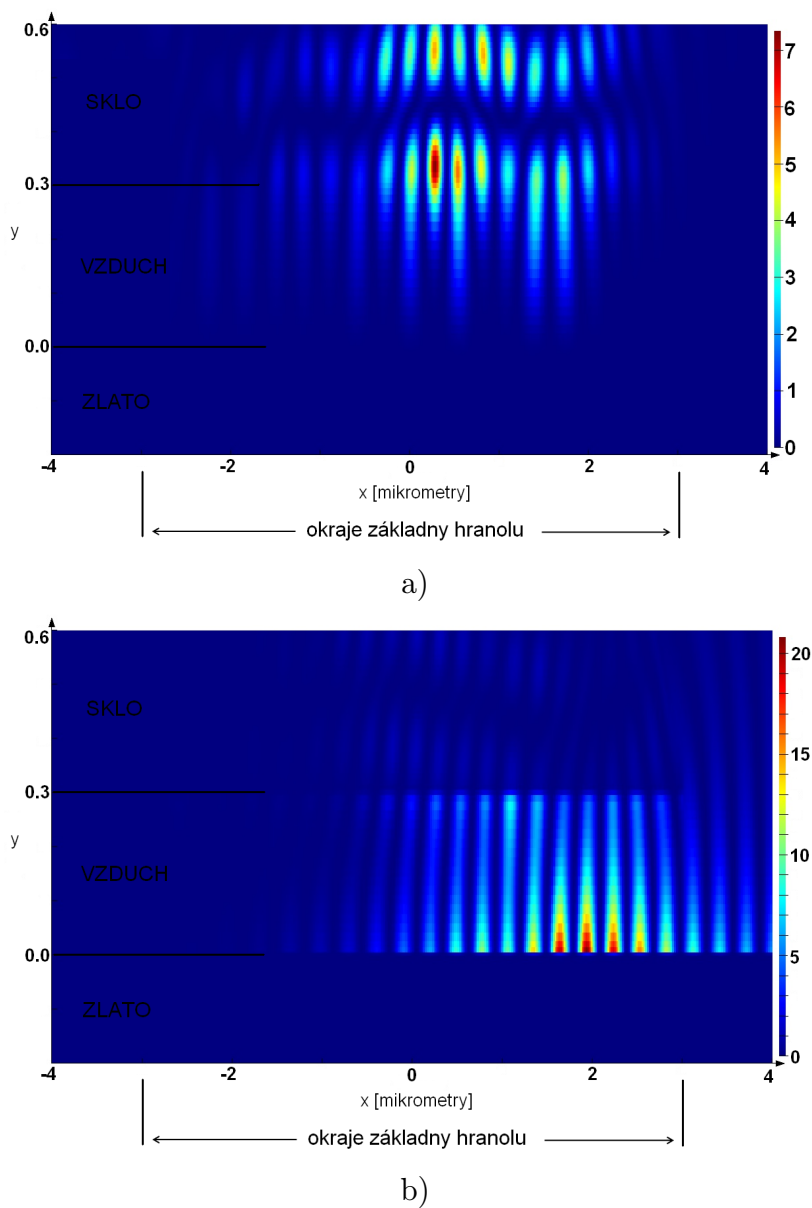


Obrázek 6.2: Normovaná elektrická intenzita odraženého světla v závislosti na úhlu dopadu měřeného na vzduchu od kolmice k povrchu kovu.

V literatuře se uvádí téměř 100% účinnost buzení plazmonů tímto způsobem. Takového výsledku se dosáhnout nepodařilo. Hlavní příčina byla zřejmě ta, že se vybuzené plazmony

zase po chvíli stejným způsobem vyvazovaly zpět a v monitoru se zaznamenaly jako odražené světlo. Řešením by mohla být optimalizace hranolu nebo osvětlení taková, aby se vybuzené plazmony už nedostávaly do styku s hranolem. Tedy aby se budily na konci základny a co nejdříve se dostávaly do prostředí, kde se nemohou stát zářivými mody.

Na obrázku 6.3 je detail oblasti, kde dochází k odrazu vlny a ke vzniku plazmonů. Obrázek 6.3a zachycuje totální odraz světla s TE polarizací. Vidíme, že vlna prosakuje za základnu hranolu, ale jde jen o evanescentní vlnu, která při totálním odrazu vzniká. Nesplňuje však podmínky k tomu, aby se na druhém rozhraní navázala a všechno světlo se odráží. Na obrázku 6.3b je detail odrazu pro vlnu s TM polarizací. V tomto případě evanescentní vlna podmínky pro buzení splňuje. Na rozhraní vzduch-kov vzniká zesílené elektromagnetické pole, které je zdrojem plazmonů.



Obrázek 6.3: Detail oblasti pod hranolem kde se vlna odráží. a) Intenzita z -ové složky elektrické intenzity pro případ vlny s TE polarizací. b) Intenzita y -ové složky elektrické intenzity pro případ vlny s TM polarizací.



Obrázek 6.4: Výsledky z monitoru sledujícího elektrickou intenzitu z celé oblasti simulace pro vlnu s TE polarizací dopadající pod úhlem 30° . Slabými čarami jsou naznačeny obrysy hranolu a rozhraní.

Na obrázcích 6.4 a 6.5 jsou výsledky z monitoru sledujícího elektrickou intenzitu v celé simulaci. Z nich je patrné šíření vlny a případných plazmonů simulací. Na obrázku 6.4 je vlna s TE polarizací a k vybuzení plazmonů nedochází. Na obrázku 6.5 jsou pak výsledky simulací s TM polarizovanou vlnou dopadající pod různými úhly. Z něj je patrné jak se s úhlem mění účinnost buzení plazmonů.

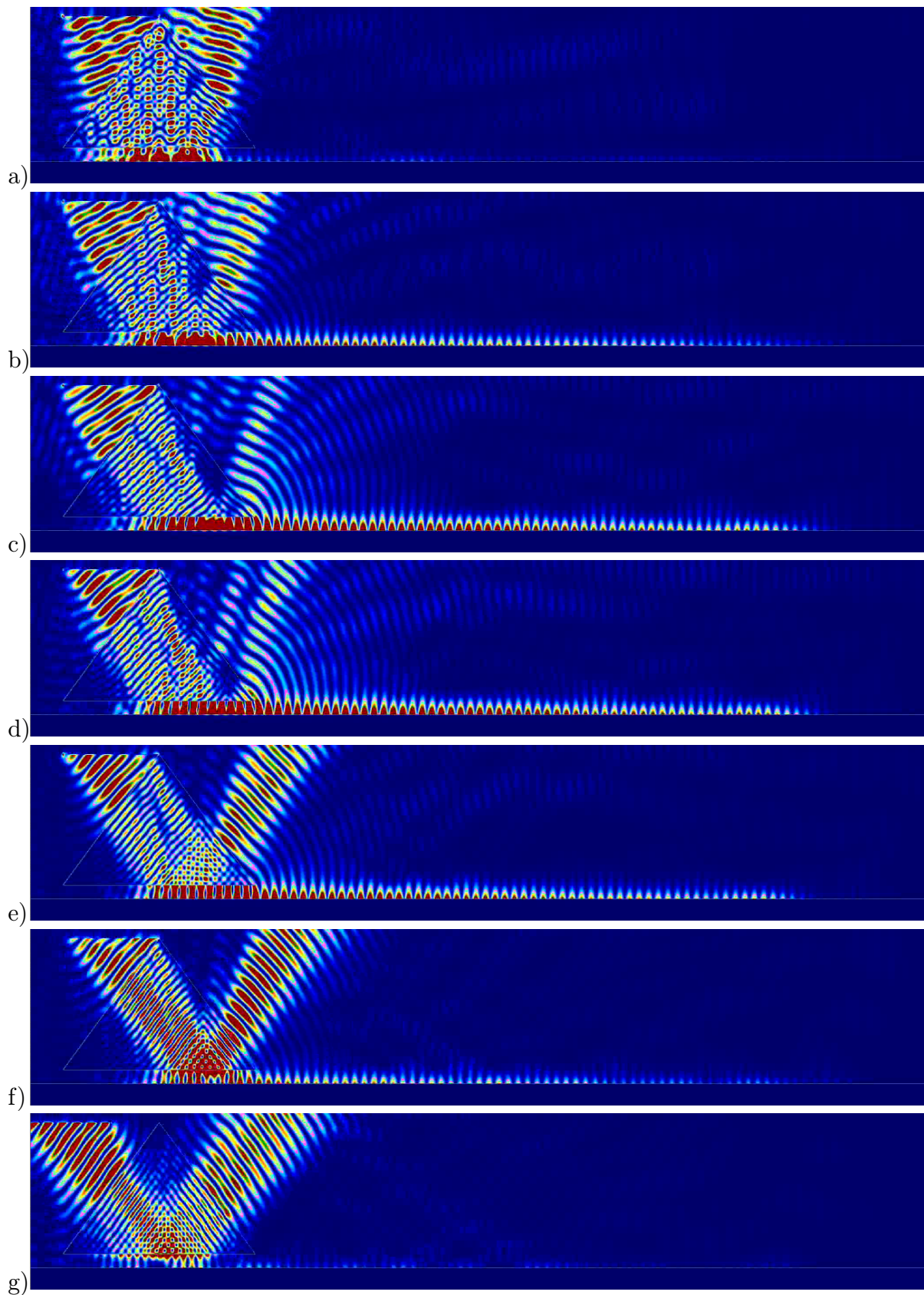
6.2.2 Buzení na mřížce

V kapitole 7 jsou uvedeny výsledky experimentů s buzením povrchových plazmonů periodickou mřížkou. K detekci těchto plazmonů nebyl použit mikroskop SNOM, který by byl tím nejvhodnějším nástrojem, ale obdobná mřížka jako pro buzení, a to vnášelo do měření pochybnosti. Experimenty se dosáhlo jistých výsledků a simulací zde popsanou měly být ověřeny.

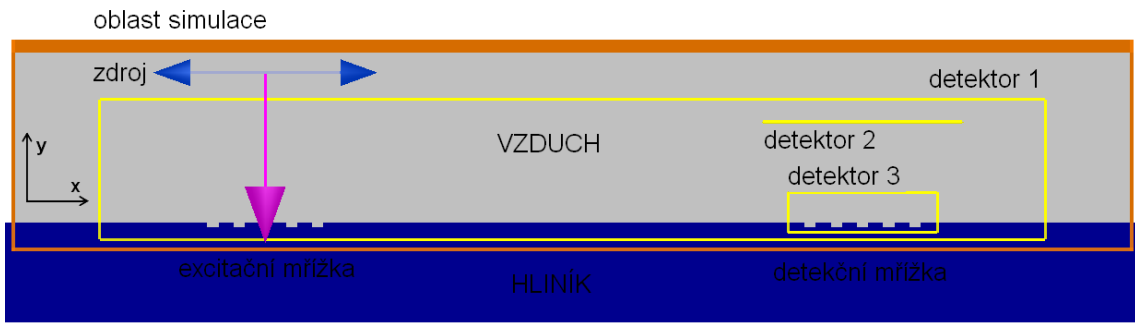
Rozměry budicí mřížky byly řádově v mikrometrech a 3D simulace takových objektů, v případě používání materiálů s disperzí, bylo nad možnosti používaného počítače. Taková simulace proběhla, ale s nízkým stupněm přesnosti a velkým prostorovým krokem a výsledky neodpovídaly předpokladům. Proto byly použity pouze 2D simulace. Nemohly tím být pokryty všechny jevy, které se sledovaly v experimentu (například příčné rozložení intenzity na jedné drážce), ale samotné buzení mřížkou je možno považovat za dvourozměrný problém.

Uspořádání simulace je na obrázku 6.6. Rozhraní tvořil hliník ($\epsilon_{\text{Al}}(532,0 \text{ nm}) = -41,06 + 11,92i$) a vzduch ($\epsilon_{\text{vzduch}} = 1$). Pro tyto materiály, úhel dopadu 0° a vlnovou délku zeleného laseru $532,0 \text{ nm}$ byla prostorová perioda mřížky 526 nm . Ta se lišila od periody mřížky v experimentu, protože byly použity jiné hodnoty dielektrické funkce (srovnání v tabulce 7.1). Pro excitaci byl použit zdroj rovinných vln vzdálený $3 \mu\text{m}$ od povrchu, který produkoval po celou dobu simulace záření o vlnové délce $532,0 \text{ nm}$ s TM polarizací.

Nejdříve bylo nutné ověřit, zda jsou buzeny plazmony. K tomu byla využita simulace bez detekční mřížky, aby se od ní plazmony neodrážely zpět a šířily se nerušeně hladkým rozhraním. Střed budicí mřížky byl umístěn v $x = 0$ a mřížka měla rozpětí cca $2,4 \mu\text{m}$. Rozhraní leží v rovině $y = 0$. Tato geometrie je zachována i ve všech dalších simulacích. Jelikož jde o kolmý dopad, bude simulace symetrická a budeme ji sledovat jen v části $x > 0$. Plazmon je charakterizován elektromagnetickým polem s exponenciálně klesajícím průběhem podél rozhraní (zde ve směru x) a také ve směru od rozhraní (zde ve směru y). Tyto charakteristiky by měly být patrné z dat nasbíraných monitory. Data jsou analyzována až od $x \geq 2 \mu\text{m}$, abychom se dostali mimo silné pole zdroje.



Obrázek 6.5: Výsledky z monitoru sledujícího elektrickou intenzitu z celé oblasti simulace pro vlnu s TM polarizací. Slabými čarami jsou naznačeny obrysy hranolu a rozhraní. Obrázky odpovídají úhlům dopadu měřeným od kolmice k povrchu kovu a) 15° , b) 20° , c) 25° , d) 30° , e) 35° , f) 40° a g) 45° .



Obrázek 6.6: Rozvržení simulace buzení na periodické mřížce.

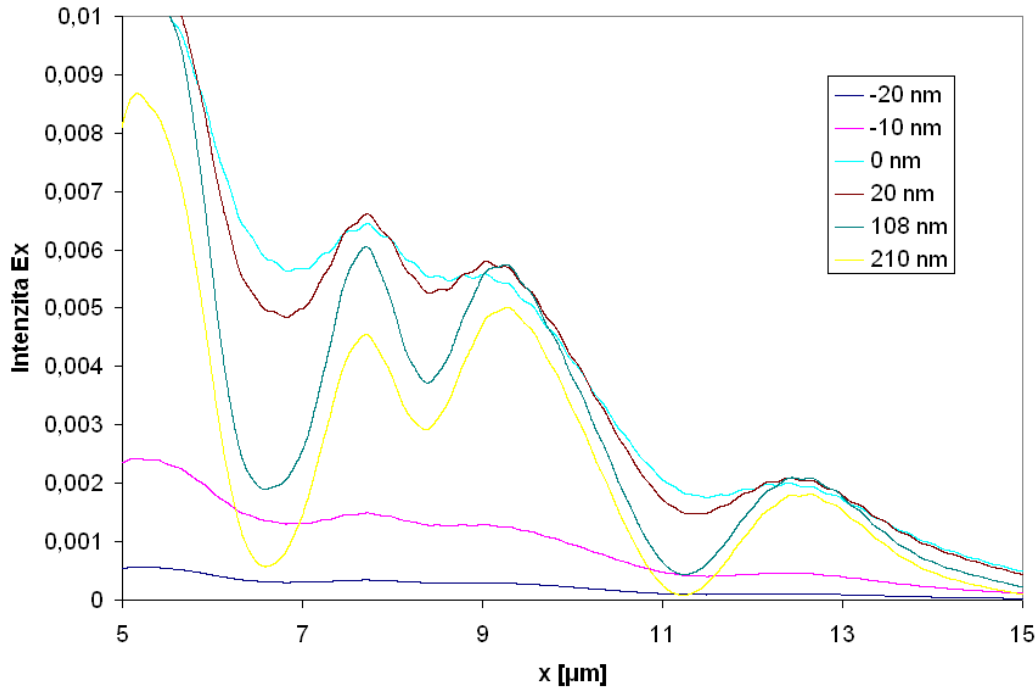
Na obrázku 6.7 jsou průběhy intenzity x -ové složky elektrické intenzity v závislosti na x pro různé hodnoty y . Je zřejmý pokles intenzity s rostoucí vzdáleností od zdroje, ale také vliv vln, které vznikly rozptylem světla na mřížce a průběh intenzity modulují. Tento jev znesnadňuje přesnou identifikaci plazmonů. V místech, kde nabývají tyto vlny minima, jsou hodnoty intenzity v závislosti na y vyneseny do grafů, které ukazuje obrázek 6.8. Zde je také patrný exponenciální pokles intenzity v obou směrech od rozhraní. Nejsilnější pole je přitom v $y = 0$ a útlum do dielektrika je pozvolnější než do kovu. Všechny tyto rysy signalizují přítomnost povrchových plazmonů.

Simulaci měl být také ověřen útlum povrchových plazmonů, který byl měřen i experimentálně. Postup byl stejný jako v experimentu. Do simulace se přidala detekční mřížka, jak je znázorněno na obrázku 6.6, a monitorem se sbírala intenzita z oblasti nad ní. Z dat nasbíraných pro sedm vzájemných vzdáleností mřížek byl sestaven graf, který je na obrázku 6.9. Z křivky proložené tímto grafem byl určen útlum. Výsledkem byla propagační délka plazmonů o hodnotě $3,2 \mu\text{m}$.

Podle rovnice (4.50) měla být propagační délka asi $12 \mu\text{m}$, proto jsme tento výsledek nepovažovali za správný. Abychom vyloučili zkreslování výsledků samotnou detekční mřížkou, tak jsme simulovali také uspořádání bez ní, pouze s monitory rozmístěnými na rozhraní. Ale ani tímto způsobem nebylo dosaženo uspokojivých výsledků. Výsledky zřejmě zkreslovala světelná vlna vzniklá rozptylem na budící mřížce, která byla také detekována monitory. Řešením by mohlo být použití detekční mřížky jako při první simulaci útlumu a rozmístění monitorů do větší vzdálenosti od povrchu, podobně jako v experimentu (viz kapitola 7), kde se rušení neprojeví. Zvětšením oblasti simulace se ale zvyšují nároky na počítač a nepodařilo se tento postup ověřit.

Na obrázku 6.10 jsou výsledky z monitoru sledujícího intenzitu elektrického pole ($|E|^2$) z celé simulace. Je zde patrné, že jsou mřížkou plazmony buzeny, že se částečně odrážejí od detekční mřížky, a že nejsou buzeny vlnou s TE polarizací. Vyvážení plazmonu na detekční mřížce patrné není, protože je intenzita vyzářeného světla, v porovnání s intenzitou dopadajícího, slabá. Detail detekční mřížky z monitoru sledujícího $|E_x|^2$, kde je toto slabé světlo již patrné, je na obrázku 6.11. Tam vidíme, jak se vlna začne šířit také od rozhraní.

Jelikož při experimentech nebyla ověřena závislost buzení na úhlu dopadu, byla ověřena simulací. Simulovalo se uspořádání jen s budící mřížkou a hladkým rozhraním. Perioda zůstala nezměněna, tedy pro vlnovou délku $532,8 \text{ nm}$ a kolmý dopad. Podle vztahu (5.3) se tak při změně úhlu dopadu musí změnit také frekvence záření. Jelikož jsou všechny členy



Obrázek 6.7: $|E_x|^2$ v závislosti na x pro různé vzdálenosti od rozhraní.

vztahu (5.3) její funkcí a v dielektrické funkci je implicitně skryta, tak byl zdroj nastaven na rozsah frekvencí a monitorovaly se frekvence, na kterých se plazmony vybudily. Zdroj pulzem o délce 1 fs emitoval frekvence se středem v 490 THz s pološířkou 350 THz. Byly tak zastoupeny všechny frekvence viditelného světla. Tímto zdrojem se osvětlovala mřížka a bodovým monitorem se na rozhraní ve vzdálenosti 8 μm detekoval přicházející signál. Z něj se Fourierovou transformací zjistilo zastoupení frekvencí, které se účastnily buzení plazmonů. Výsledky pro úhly dopadu 0° , 10° , 20° , 30° a 40° jsou vyneseny v grafu na obrázku 6.12.

Je z nich patrné, že se pro větší úhly frekvence zvyšují. Zda-li je to ve shodě s teorií povrchových plazmonů, ukážeme vyjádřením frekvence ze vztahu (5.3)

$$f = \frac{c}{\Lambda} \left(\sqrt{\frac{\varepsilon_1(\omega)\varepsilon_2(\omega)}{\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2(\omega)}} - \sin\theta \right)^{-1}. \quad (6.10)$$

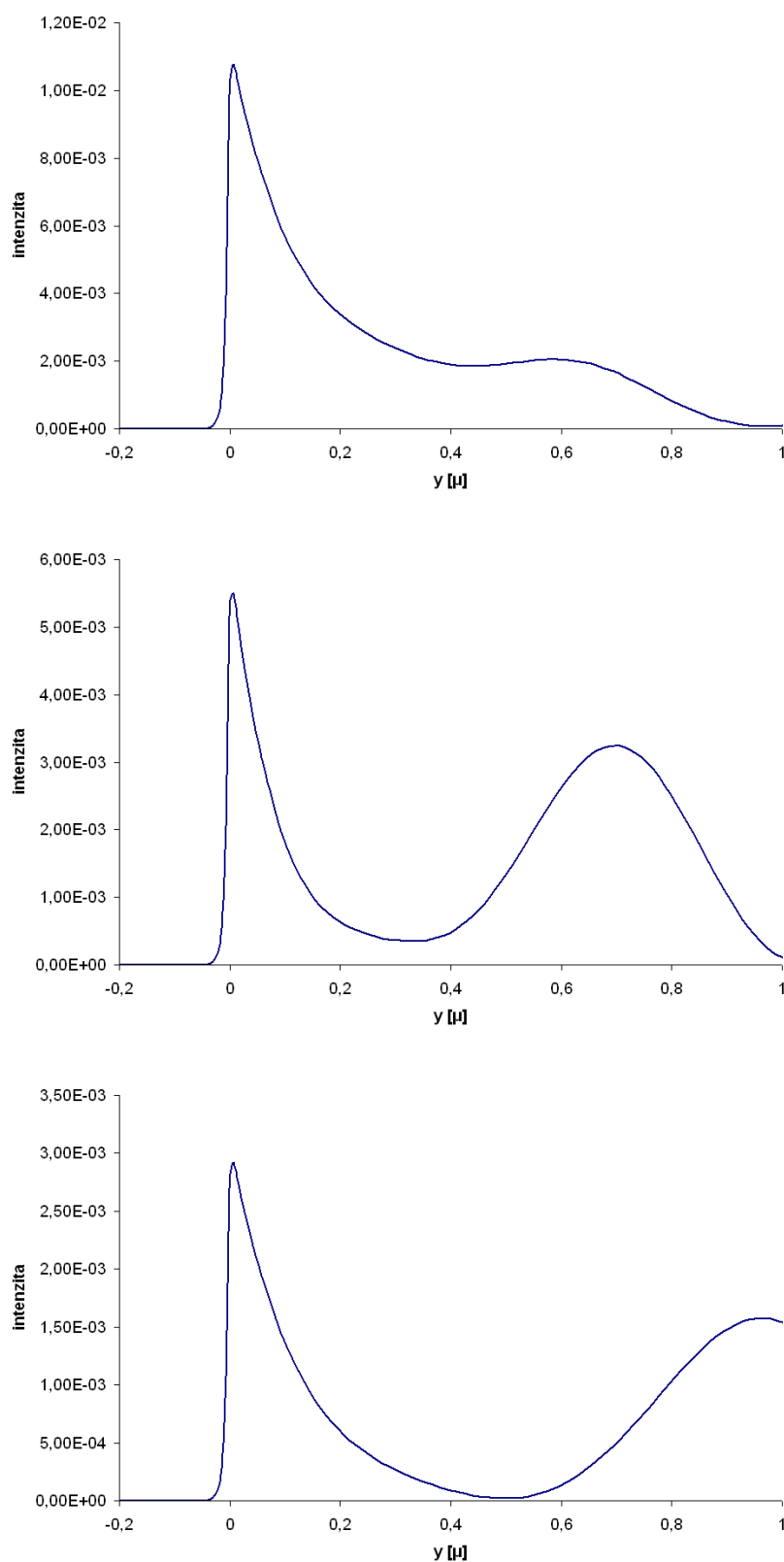
Hodnota odmocniny v této rovnici se při těchto frekvencích mění až na třetím desetinném místě. Pro rozhraní hliník-vzduch a frekvenci 450 THz má hodnotu 1,008. Nahradíme tedy pro všechny uvažované frekvence odmocninu jedničkou. Frekvence pak bude vyjádřena přibližným vztahem

$$f \cong \frac{c}{\Lambda} (1 - \sin\theta)^{-1}. \quad (6.11)$$

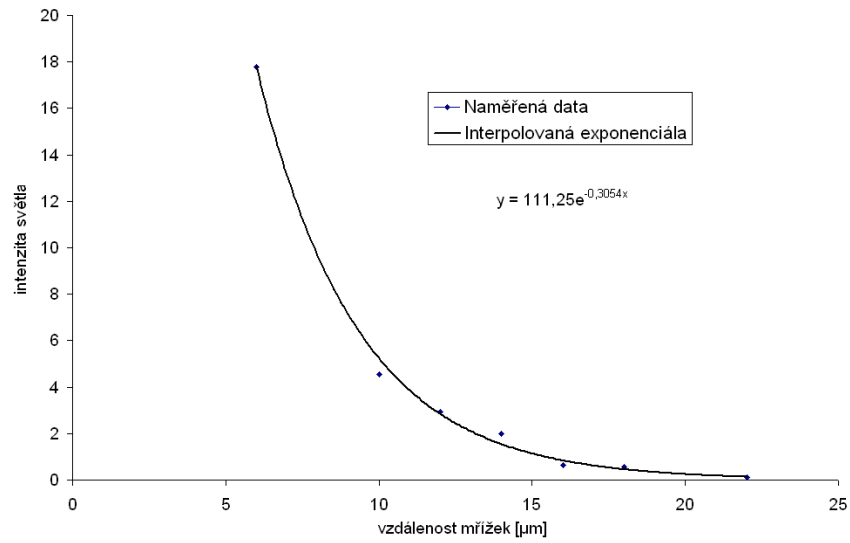
Detekované frekvence odpovídající píkům na obrázku 6.12 by se měly přibližně touto závislostí řídit. Vyneseme-li tedy závislost (6.11) do grafu spolu s naměřenými frekvencemi, musí se k sobě hodnotami blížit. Objevily se také frekvence, které tuto závislost nesledovaly. Na mřížce s více zářezy však musíme uvažovat i prostorové periody, které jsou násobky základní prostorové periody, a těmito periodám už frekvence vyhovovaly.

Výsledky srovnání jsou na obrázku 6.13. Z něj je patrné, že detekované frekvence sledují trend daný vztahem (6.11). Pro větší úhly se pak více odchyľují, což může být způsobeno například konečností mřížek, která se při odvozování vztahů neuvažuje. Také se mohou projevit nepřesnosti simulace. Kvalitativně však ukazujeme na vlastnosti buzení bílým světlem, které se může navázat jen za splněných podmínek daných vztahem 5.3.

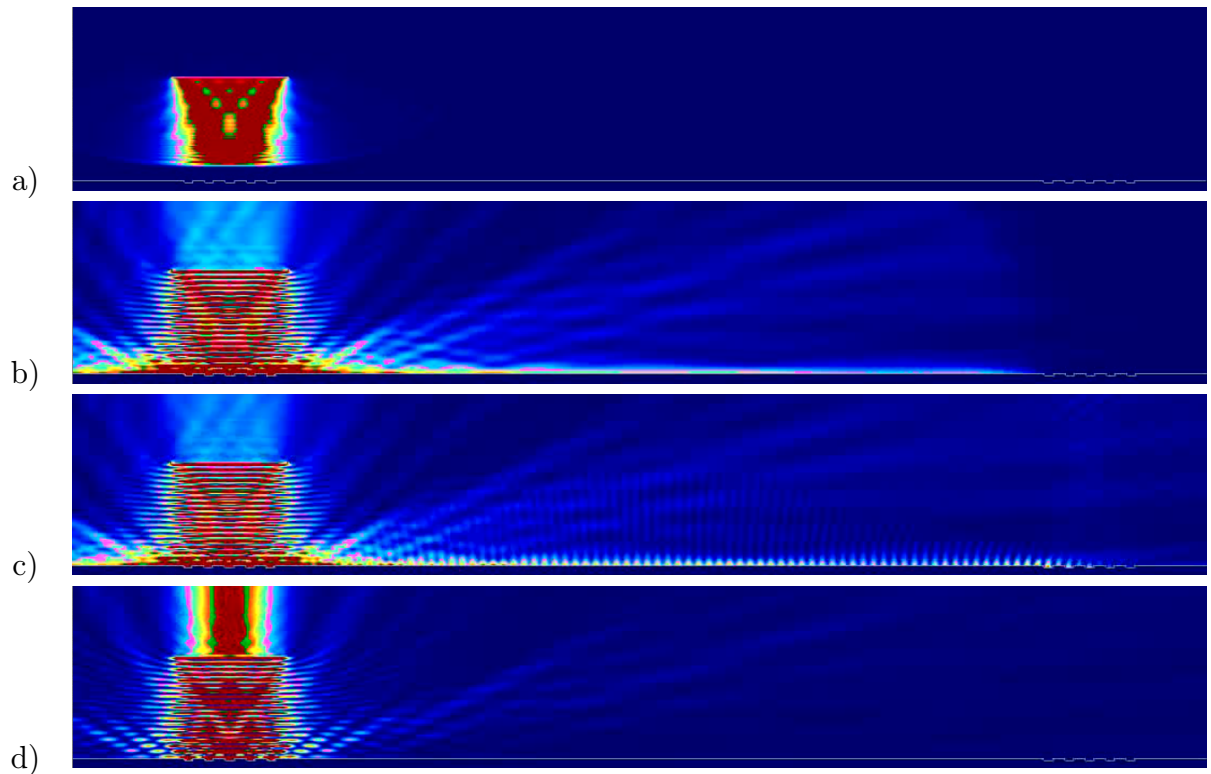
Provedenými simulacemi se nám podařilo ukázat, že buzení plazmonů hranolem i detekční mřížkou je možné. Buzení hranolem probíhalo podle očekávání. Simulace byla inspirována literaturou [17] a [6] a očekávání jsme potvrdili. Excitace mřížkou byla od začátku navržena námi a prvním poznatkem mělo být, zda je navržena vhodně. Výsledek se měl vztahovat také k experimentu, který vycházel ze stejných úvah. Simulace potvrdila, že mřížka uvedených parametrů je schopna budit plazmony, ale neprokázala jejich vlastnosti pozorované experimentem, tedy velikost útlumu. Doplnila však poznatky o autoselekcí vlnových délek při buzení plazmonů a o buzení pod různými úhly dopadu.



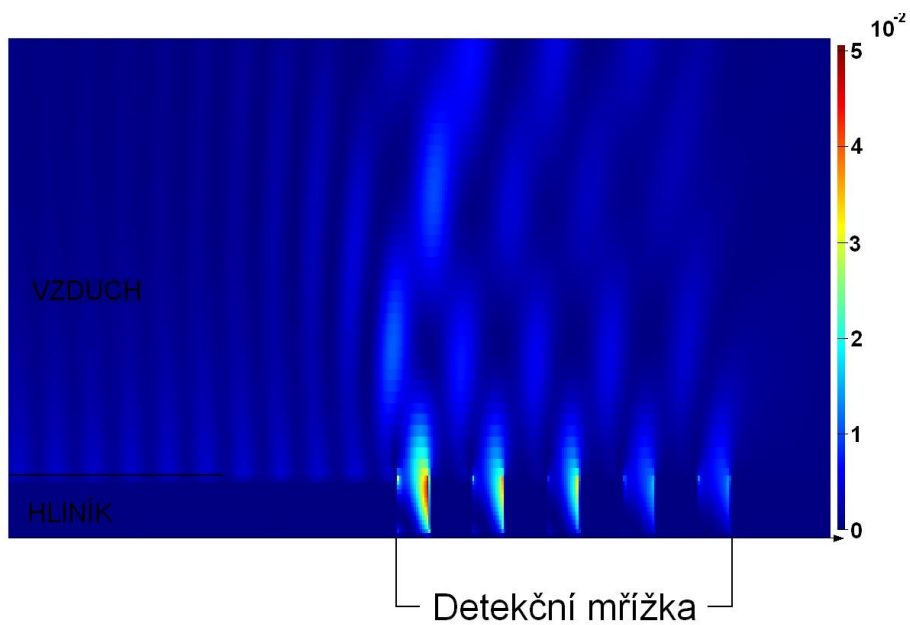
Obrázek 6.8: Závislost $|E_x|^2$ na y ve vzdálenostech od počátku $x=7 \mu\text{m}$, $x=11 \mu\text{m}$ a $x=15 \mu\text{m}$. Je patrné nejsilnější pole na rozhraní, které exponenciálně klesá do obou prostředí, ale je ovlivněno světelnou vlnou šířící se v blízkosti rozhraní. Hodnoty intenzity klesají také s větší vzdáleností od zdroje.



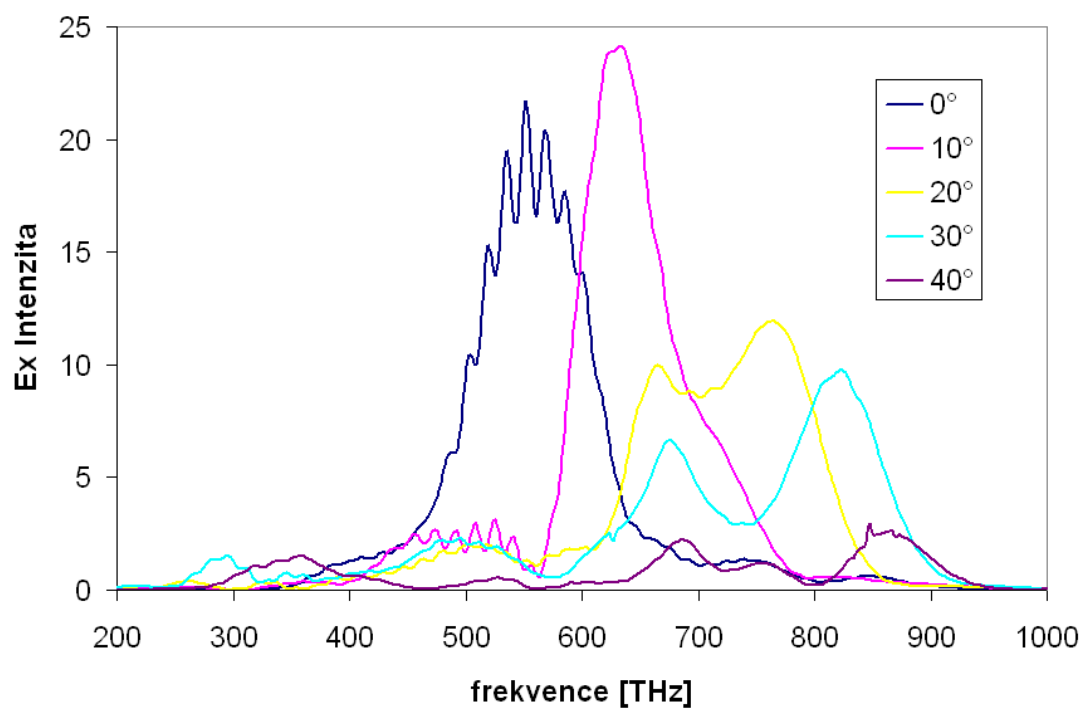
Obrázek 6.9: Hodnoty $|E_x|^2$ v závislosti na vzdálenosti od budicí mřížky. Rovnice popisuje proloženou exponenciálu.



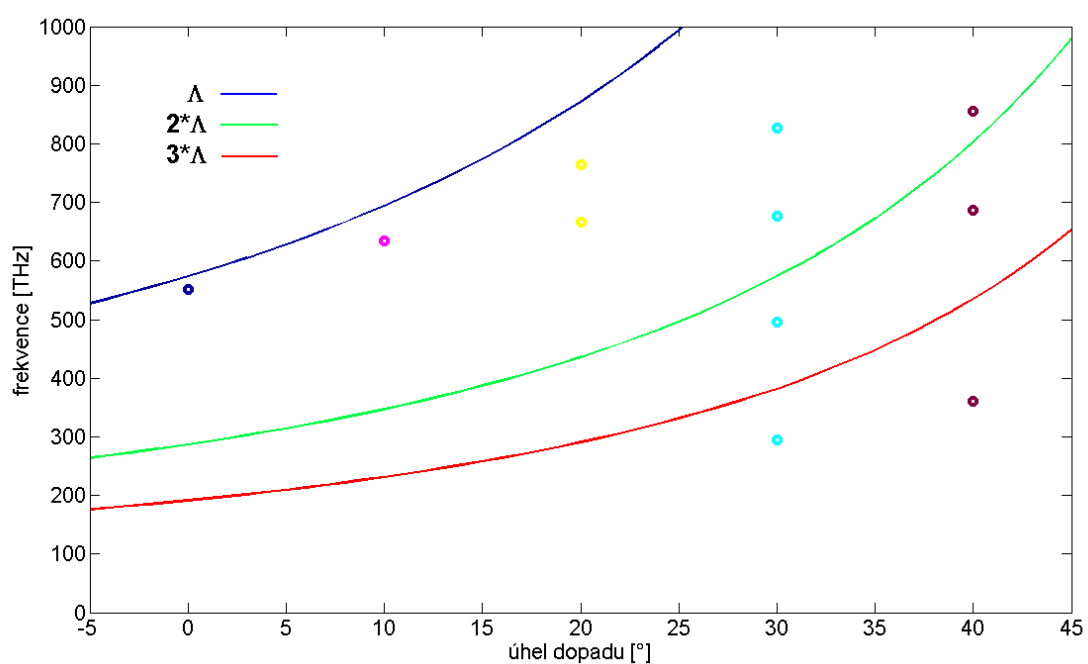
Obrázek 6.10: Rozložení intenzity elektrického pole v celé oblasti, kde probíhá simulace buzení plazmonů periodickou mřížkou. a) Vlna před dopadem na budicí mřížku. b) Povrchové plazmony před interakcí s detekční mřížkou. c) Plasmony po interakci s detekční mřížkou. d) Buzení vlnou s TE polarizací.



Obrázek 6.11: Intenzita elektrického pole ($|E_x|^2$) na detekční mřížce.



Obrázek 6.12: $|E_x|^2$ v závislosti na frekvenci. Křivky odpovídají různým úhlům dopadu.



Obrázek 6.13: Křivky vykreslují závislost frekvence na úhlu dopadu podle vztahu (6.11). Křivky jsou vykresleny pro periodu Λ , 2Λ a 3Λ . Barevné body označují frekvence odpovídající píkům v obrázku 6.12 (barevně jsou ve shodě s křivkami odpovídajícím stejnému úhlu).

Kapitola 7

Příprava a výsledky experimentu

V této části práce popíšeme postup při přípravě experimentu, vlastní experiment a jeho výsledky. Cílem bylo buzení a detekce plazmonových polaritonů periodickou mřížkou. Tato metoda je popsána v odstavci 5.3. Součástí zadání bylo také navrhnout a připravit vhodné struktury.

7.1 Příprava vzorků

Nejdříve bylo nutné vyrobit vhodnou kovovou vrstvu, na které se budou povrchové plazmony budit. Vrstvy byly vyrobeny metodou IBAD (Ion Beam Assisted Deposition), neboli iontovým naprašováním, v laboratoři Ústavu fyzikálního inženýrství na VUT Brno Ing. Michalem Urbánkem, Ph.D. Do vakuové aparatury byla umístěna křemíková destička a terčík z kovu, který chceme nanášet. Ten se ostřeluje urychlenými ionty a odprašuje se z něj materiál, který se usazuje na křemíkové destičce. Na té se vytvoří vrstva z materiálu terče o tloušťce odpovídající době naprašování. Touto metodou lze vyrábět vrstvy silné jen několik nanometrů [18].

Optické vlastnosti kovů se mohou výrazně lišit podle způsobu nanášení a stupně oxidace povrchu. Různé zdroje informací se lišily u reálné části dielektrické funkce kovu až v desítkách Fm^{-1} . Nemělo to ale výrazný vliv na délku periody mřížky (viz tabulka 7.1). Rozdíly byly vzhledem k přesnosti výroby zanedbatelné.

Tabulka 7.1: Velikost periody mřížky Λ pro rozhraní hliník-vzduch. Hodnoty pro dvě vlnové délky světla λ a úhly dopadu 0° a 15° . Počítáno pro materiálové konstanty z různých zdrojů (materiálové tabulky [21], databáze simulačního programu FDTD Solutions, experimentální hodnoty).

	λ [nm]	$\varepsilon(\omega)$ [Fm^{-1}]	$\Lambda(0^\circ)$ [nm]	$\Lambda(15^\circ)$ [nm]
tabulky [21]	532,0	$-48,13 + 11,96i$	528	711
	632,8	$-56,52 + 21,25i$	628	845
FDTD Solutions	532,0	$-41,06 + 11,92i$	526	707
	632,8	$-57,81 + 18,22i$	627	844
experiment	532,0	$-22,19 + 4,93i$	521	697
	632,8	$-31,31 + 9,96i$	624	837

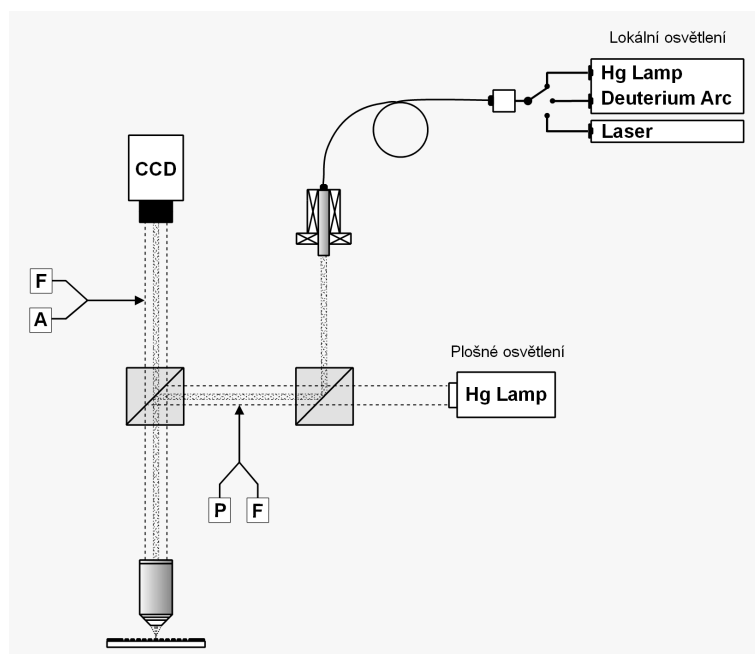
Návrhy periody mřížky vycházely z rovnice (5.3). Ostatní parametry jako hloubka

vrypu, délka a počet drážek vycházely z informací nalezených v literatuře nebo z již nabytých zkušeností.

Samotné mřížky byly do kovu vytvořeny Ing. Ondřejem Tomancem metodou FIB (Focused Ion Beam) na přístroji LYRA/XMH ve firmě Tescan, s.r.o. Tato metoda využívá svazku galliových iontů o energii až 30 keV vedených vysokovakuovou aparaturou. Svazek je fokusován na malou stopu, kterou je možné vytvářet struktury s rozlišením menším než 50 nm. Ty se mohou tvořit dvěma způsoby: vysokoenergetickými ionty leptáme materiál tak, aby vznikly požadované objekty, struktura se tak "vyrýje" do povrchu, nebo se struktury deponují lokální dekompozicí sloučeniny obsahující molekuly kovu zavedené v plynném skupenství do aparatury. V místě, kde se molekuly plynu rozbijí iontovým svazkem, dochází k usazování kovových molekul na povrch vzorku. Tak je možné vytvářet pozitivní mřížky (na povrchu). My jsme použili leptání a vyrobili jen negativní struktury.

7.2 Experimentální vybavení

Experimenty byly prováděny na mikroskopu Nikon Eclipse L150. Mřížky byly dostatečně velké ($3 \times 3 \mu\text{m}^2$), abychom je mohli tímto mikroskopem, vybaveným objektivem se zvětšením 10, 50 a 100, sledovat. A to buď přímo zrakem, a nebo kamerou připojenou k počítači. Standardně je mikroskop vybaven halogenovou lampou pro regulovatelné plošné osvětlení vzorku. Přídavným modulem jsme jej však mohli rozšířit o možnost zavedení světla z optického vlákna pro lokální osvětlení (viz obrázek 7.1). Světlo z vlákna se objektivem použitým pro pozorování fokusuje na vzorek a vytváří stopu o průměru asi $3 \mu\text{m}$ (pro objektiv se zvětšením 100). Tak bylo možné (při vypnuté halogenové lampě) osvětlovat jen jednu mřížku.



Obrázek 7.1: Schéma mikroskopu Nikon a připojených zařízení.

Do vlákna jsme zaváděli světlo z halogenové lampy nebo laserové diody. Lampa byla přímo uzpůsobená k účinnému připojení vlákna závitem a maticí. V případě laserových

diod (červená nebo zelená) jsme na optické lavici před vstup do vlákna umístili objektiv a rotující matnici. Fokusací širokého svazku světla do malé vstupní apertury vlákna jsme zvýšili jeho intenzitu a matnicí jsme částečně porušili jeho koherenci. Ta totiž způsobovala v obraze množství difrakčních obrazců, které rušily experiment.

Vložením polarizátoru bylo možné světlo polarizovat v libovolném směru. Problémem bylo, že světlo z vlákna muselo projít polarizátorem dvakrát-před i po dopadu na vzorek. Principiálně by to nevadilo, protože se povrchové plazmony ve strukturách, které jsme měřili, vyzařovaly se stejnou polarizací, jakou byly buzeny, ale každý průchod polarizátorem snižoval intenzitu. Světlo produkované vyzářením plazmonu bylo velmi slabé a další zeslabení bylo nežádoucí. Proto jsme vyrobili součást, která umožňovala vložení polarizátoru těsně za výstup z vlákna. Na vzorek tedy dopadalo polarizované světlo a odražené již polarizátorem neprocházelo.

Software k ovládání kamery umožňoval nastavit různou expozici, citlivost, sčítání nebo průměrování více snímků, a proto bylo možné detekovat i světlo, které jsme v mikroskopu pouhým okem neviděli. Mikroskop byl tedy po malých úpravách vhodným zařízením pro zamýšlené experimenty.

7.3 Experimenty

Všechny provedené experimenty byly založeny na stejném principu vyžadujícím dvě mřížky. Jednu pro buzení a druhou pro detekci plazmonů. Při práci na mikroskopu SNOM by detekční mřížka nebyla nutná, ale v optickém mikroskopu pracujícím v dalekém poli bylo nutné plazmony nějakým způsobem vyzářit, abychom je mohli identifikovat.

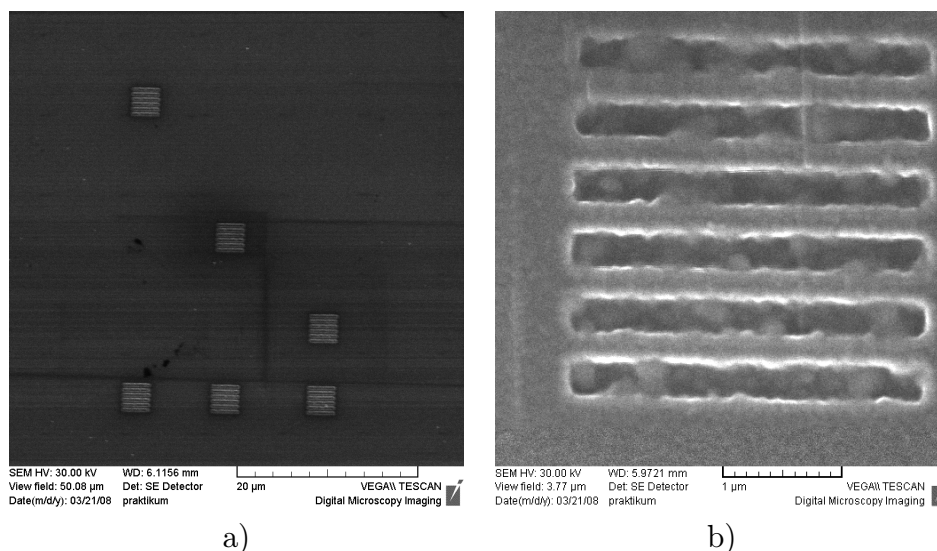
7.3.1 Struktury buzené halogenovou lampou

První struktury byly vyrobeny metodou FIB do vrstvy hliníku o tloušťce 250 nm nanesené na křemíkové destičce. Taková vrstva je dost silná na to, abychom mohli předpokládat, že šíření plazmonů nebude ovlivněno druhým rozhraním hliník-křemík. Abychom zjistili, do jaké laterální vzdálenosti se šíří, byly od sebe budicí a detekční mřížky vzdáleny 8, 18 a 33 μm . Jednu takovou skupinu vidíme na obrázku 7.2a. Na 7.2b je pak detail jediné mřížky. Obrázky byly získány elektronovým mikroskopem (SEM) v laboratoři Ústavu fyzikálního inženýrství na VUT Brno.

Pro návrh mřížky bylo nutné ze vztahu (5.3) vypočítat periodu mřížky. Byla počítána pro zelené (532,0 nm) a červené (632,8 nm) světlo a pro úhel dopadu 0° a 15° s experimentálně zjištěnými hodnotami dielektrické funkce (viz tabulka 7.1). Mřížky pro všechny tyto kombinace period byly ještě vyrobeny pro hloubku drážek 50, 100 a 200 nm. Vzniklo tak dvanáct skupin mřížek. Osvit vzorku pod úhlem nakonec nebyl z časových důvodů proveden, tak se proměřilo jen šest typů mřížek pro kolmý dopad světla. Každou mřížku tvořilo šest drážek.

Povrchové plazmony byly buzeny bílým světlem halogenové lampy a snímány kamerou. Postup byl následující:

- Nalezení struktury za celoplošného osvětlení.
- Zaměření stopy z vlákna na střed budicí mřížky.
- Nastavení polarizátoru.



Obrázek 7.2: a) Skupina excitačních a budicích mřížek s různou vzdáleností, ale se stejnou periodou a hloubkou vrypu. b) Detail jediné mřížky. Snímky byly získány elektronovým mikroskopem na Ústavu fyzikálního inženýrství v Brně.

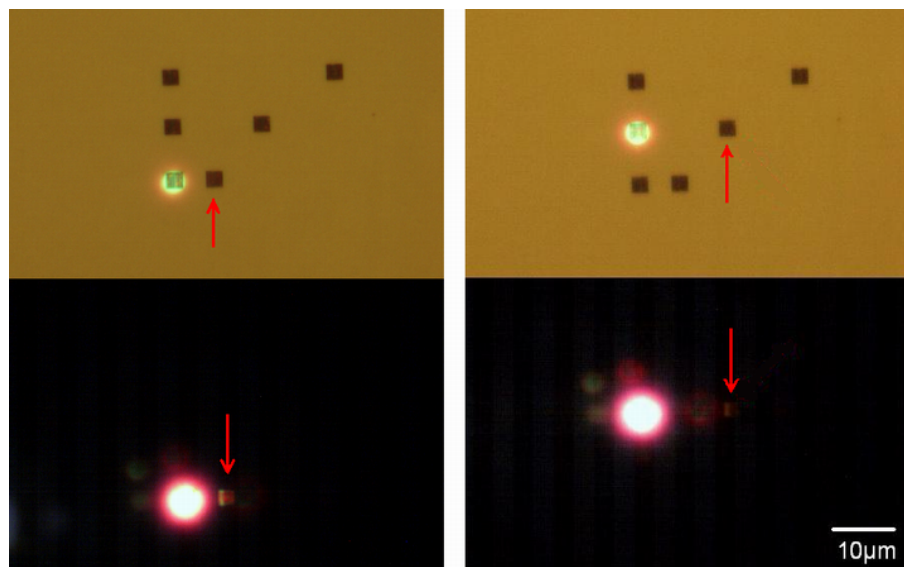
- Doostření kamery.
- Vypnutí celoplošného osvětlení, osvit jen vláknem.
- Nastavení expozice a snímání.

Pokud by byly plazmony vybudeny, očekávali jsme, že se budou šířit ve směru periodicity mřížky, dokud se v materiálu neutlumí, nebo nenarazí na další mřížku a nevyzáří se. V druhém případě bychom pozorovali rozsvícení detekční mřížky.

Při pozorování jsme skutečně zaznamenali světlo na detekční mřížce. Pro vzdálenost 8 a 18 μm viditelné pouhým zrakem a pro 33 μm po sečtení více snímků z kamery. Snímky pro první dvě vzdálenosti ukazuje obrázek 7.3. Ten byl pro názornost pořízen objektivem se zvětšením 50 a je tak patrné rozložení struktur. Při ostatních měřeních však byly používány objektivy se zvětšením 100, abychom zmenšili stopu světla vůči mřížce a získali větší intenzitu. Zejména pro měření větších vzdáleností, při použití polarizátoru apod.

Bylo nutné ověřit, zda rozsvícení mřížky způsobily plazmony, nebo šlo o nějaký parazitní jev, např. prostý rozptyl světla na obou mřížkách. Jelikož byly ale mřížky vyryty do povrchu, nepředpokládali jsme, že by k tak silnému rozsvícení mřížky mohlo dojít tímto způsobem. Další možností může být odraz paprsku světla od objektivu a osvětlení druhé mřížky. Objektiv je ale pokryt antireflexní vrstvou. Navíc při pohledu na obrázek 7.10 vidíme, že intenzita na jednotlivých drážkách rychle klesá. Poslední drážka někdy ani nesvítí. I kdyby se světlo odráželo od objektivu právě tak, že by už vzdálenější vrypy neosvětlovalo, nemohlo by dojít ke stejnému efektu na vzdálenějších mřížkách, ty už by nesměly svítit vůbec. Odraz od objektivu lze tedy také vyloučit a jiné objekty se v blízkosti již nenacházely. Mřížka také zhasla, pokud jsme svítili mezi obě mřížky.

Dalším významným argumentem, který vybudení povrchových plazmonů podporoval, byla citlivost na polarizaci světla. Detekční mřížka se rozsvěcovala a zhasínala podle toho, jakou polarizaci jsme nastavili a svítla, právě když byla elektrická intenzita propouštěna jen ve směru kolmém k drážkám mříže. Tedy pro TM polarizaci, což je ve shodě s teorií.



Obrázek 7.3: Horní části obrázků ukazují struktury a světelnou stopu vlákna za zapnutého plošného osvětlení. Dolní části ukazují stav za již vypnutého osvětlení, kdy vidíme jen stopu vlákna a rozsvícenou detekční mřížku označenou šipkou. Levý obrázek je pro vzdálenost mřížek $8\text{ }\mu\text{m}$, pravý pro $18\text{ }\mu\text{m}$. Snímáno objektivem se zvětšením 50.

Při použití silnějšího zdroje mřížka sice slabě svítila i pro TE polarizaci, to ale mohlo být způsobeno nedokonalostmi polarizátoru. Jednou z jeho nedokonalostí byla skutečnost, že propustnost pro jednu polarizaci byla jiná než pro druhou. Rozdíl představoval asi 10% (měřeno Ing. Ludškem Lovicarem při jiném experimentu), přičemž méně světla propouštěl polarizátor pro TM polarizaci. Tato nedokonalost polarizátoru také nemá spojitost se zhasínáním mřížky, protože ta svítila, právě když propouštěl méně.

Vliv polarizace jsme považovali za dostatečné potvrzení toho, že budíme a detekujeme povrchové plazmony. Dalším experimentem jsme chtěli získat úplnou jistotu, ale důkaz jsme nenašli. Tím důkazem měl být pokles intenzity u některé vlnové délky odraženého světla. Vláknem, kterým se svítilo, mělo kolem sebe ještě dalších šest vláken, kterými bylo možné odražené světlo odvést do spektrofotometru. Měření se týkalo jen excitační mřížky, protože vlákna byla blízko u sebe. Očekávali jsme, že při přeměně světla o některé vlnové délce do plazmonu, bude tato vlnová délka ve spektru odraženého světla chybět. Měření proběhla pro mřížku laděnou na červené i zelené světlo a očekávali jsme tedy pokles v této oblasti délek, ale v žádném případě spektrální závislost intenzity tuto myšlenku nepotvrzovala.

Zdálo se, že přestože jsou mřížky navrženy pro konkrétní vlnové délky, navazuje se světlo o různých délkách. O tom svědčí také fakt, že detekční mřížka svítí bílým světlem. Pokusili jsme se alespoň zjistit, zda není v různě laděných mřížkách více červeného či zeleného světla, a to pomocí programu ACC 6.1. Udělali jsme výřez detekční mřížky a ten podrobili analýze, jejímž výstupem bylo zastoupení zelené, červené a modré. Z výsledků získaných ze šesti měření, které jsou zapsány v tabulce 7.2, vyplývá, že detekční mřížky svítí světlem s téměř stejným zastoupením vlnových délek, ačkoliv jsou laděny různě.

Vysvětlujeme si to tím, že mřížka není vyrobena dostatečně přesně. Z obrázku 7.2 je patrné, že obsahuje množství nerovností, výstupků a jiných nepřesností, na kterých se mohou plazmony budit pro různé vlnové délky a vymizí informace o buzení periodickou

Tabulka 7.2: Procentuální zastoupení barev ve světle detekční mřížky. Označení červená mřížka platí pro mřížku navrženou pro červený laser (632,8 nm) a zelená mřížka pro laser zelený (532,0 nm).

		červená	zelená	modrá
Červená mřížka	intenzita	9492,932	4934,502	2550,916
	zastoupení	55,9 %	29,1 %	15,0 %
Zelená mřížka	intenzita	9213,705	4560,672	2335,37
	zastoupení	57,2 %	28,3 %	14,5 %

mřížkou. Navíc světlo, kterým budíme, je fokusováno objektivem na konečnou stopu. To ale znamená, že dopadá určitý kužel světla, a tedy nejde čistě o kolmý dopad. Také periodičita mřížky, protože jde o více vrypů, může být brána jako 2Λ , 3Λ ... Tím může být podmínka excitace splněna i pro jiné vlnové délky.

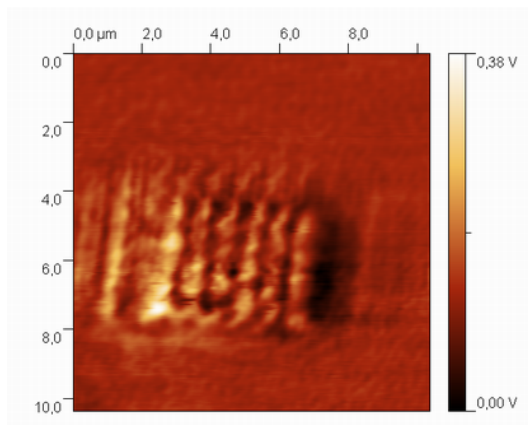
Výsledky experimentů pro různou hloubku drážek se v případě hloubky 100 a 200 nm téměř nelišily. Pro 50 nm se světlo na druhé mřížce vůbec nepodařilo detekovat. V literatuře se doporučuje hloubka 30 až 100 nm [6]. Pro menší pak účinnost excitace klesá a pro větší se zase objevují další efekty spojené s hloubkou drážky [22]. Tento rozpor může být způsoben tím, že skutečná hloubka drážek neodpovídá hodnotě udané výrobou. V dalších experimentech byly pak použity hloubky 100 nm, které emitovaly světlo dostatečně.

Měření na mikroskopu SNOM

Struktury, které byly popsány v předchozím odstavci, byly také proměřeny na mikroskopu SNOM VEECO v laboratoři Českého metrologického institutu v Brně Mgr. Petrem Klapetkem, Ph.D. Záměrem bylo provést stejný pokus jako v předchozím případě, ale plazmony nedetekovat druhou mřížkou, ale sondou SNOMu rastrovat v okolí budící mřížky a zmapovat elektromagnetické pole. Tím by se s určitostí zjistilo, zda je buzení účinné.

Bylo tedy zapotřebí použít SNOM v „opačném“ uspořádání (viz odstavec 5.2). V tamější laboratoři se ovšem mikroskop používal k jiným experimentům, a to pouze v uspořádání „normálním“ a konstrukce mikroskopu neumožňovala úpravy, které by změnu režimu dovolily. Zejména nebylo možné zajistit vhodné osvětlení budící mřížky a vzorky se mohly proměřit jen způsobem, že se sondou v blízkém poli osvětlovaly a odražené světlo se sbíralo optikou v poli dalekém. Uspořádání bylo nevhodné pro přímé pozorování plazmonů, ale jejich vybudění sondou se mohlo projevit například poklesem intenzity odraženého světla. Proto byla jedna mřížka proměřena a výsledkem byl obrázek 7.4.

Obrázek vznikl ze signálu z fotonásobiče, který zesiloval světlo sbírané optikou v dalekém poli při osvětlování vzorku sondou. Signál se měnil pouze vlivem změn tvaru povrchu, čímž vznikla jeho mapa. Neobsahuje ale žádné informace týkající se plazmonů. Apertura sondy měla průměr asi 100 nm. Osvětlení tak malou stopou zřejmě nemohlo způsobit buzení na periodické mřížce, jejíž perioda byla větší než 500 nm. Spíše se mohlo uplatnit buzení na nerovnostech nebo přímo sondou v blízkosti povrchu. Kdyby k tomu došlo, bylo by pak možné tyto plazmony detekovat například mřížkou. Mikroskop ale neumožňoval povrch sledovat přídatným objektivem, proto ani tento experiment nemohl být proveden. Měření na SNOMu tedy nepřineslo žádné nové výsledky a bude nutné v budoucnu vyzkoušet měření v „opačném“ uspořádání. Takové zařízení bude zakoupeno Ústavem fyzikálního



Obrázek 7.4: Mapa povrchu vzorku zrekonstruovaná ze signálu fotonásobiče zesilujícího odražené světlo detekované v dalekém poli. Snímek získaný na mikroskopu SNOM VEECO v Českém metrologickém institutu v Brně.

inženýrství na VUT Brno v průběhu roku 2008.

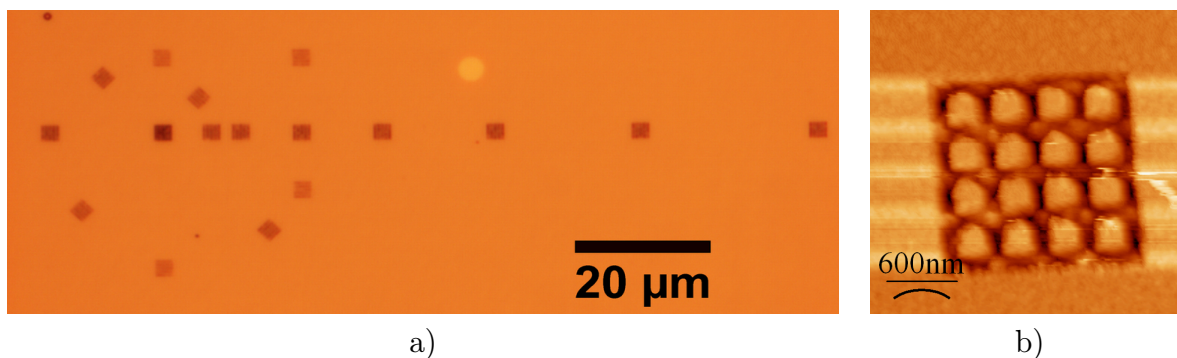
7.3.2 Struktury buzené laserem

Při návrhu dalších struktur jsme se opírali o některé poznatky získané při prvních experimentech. Byly vyrobeny opět mřížky pro zelené a červené světlo s periodami, jak uvádí tabulka 7.1, protože se počítalo s použitím červeného a zeleného laseru jako excitačního záření. Hloubka drážek byla 100 nm a jedna mřížka jich obsahovala pouze pět, jelikož stopa vláknů jich více neobsáhla.

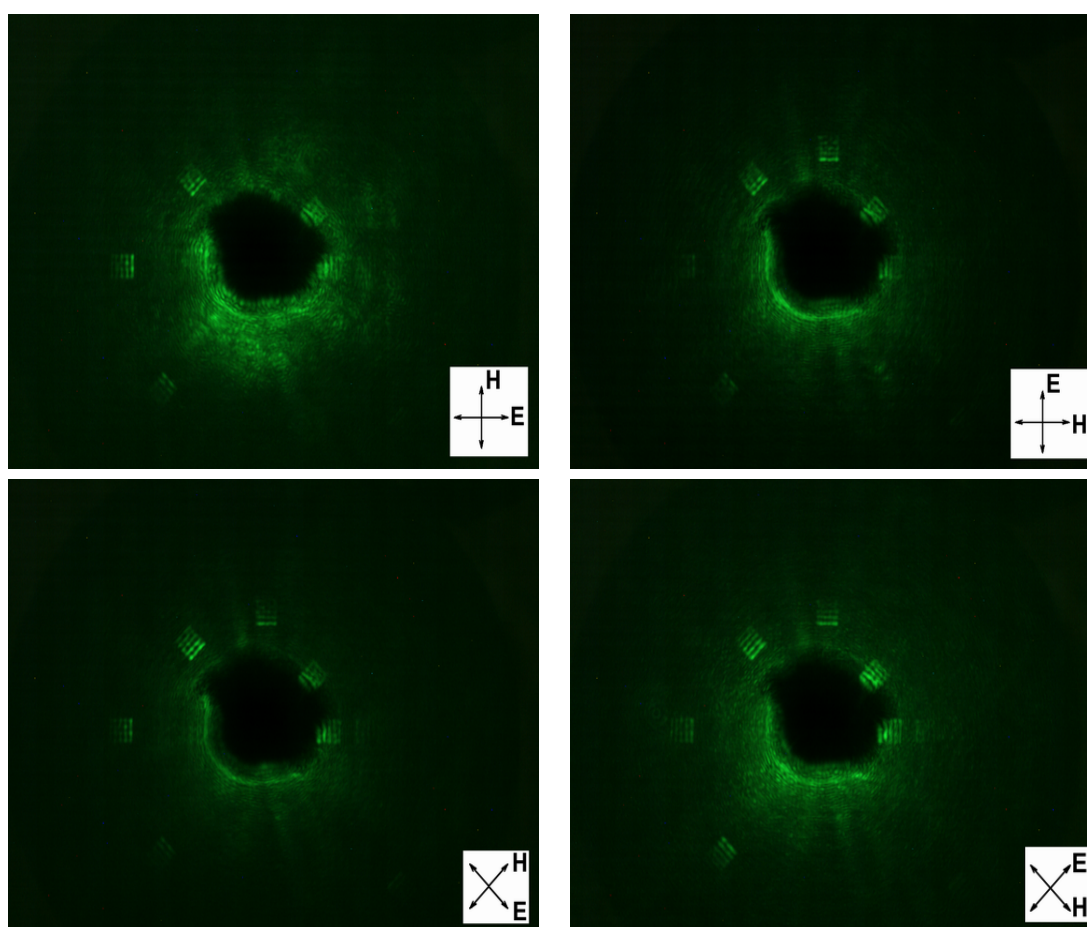
Cílem měření mělo být experimentální určení útlumu povrchových plazmonů, proto bylo zvoleno jiné rozvržení než v předchozím případě. Mřížky se umístily do řady s různými vzdálenostmi od sebe. Tím mohla být využita každá detekční mřížka zároveň i jako excitační pro měření s jiným rozestupem. Tak se snížil počet potřebných mřížek. Navíc při osvětlení jedné mřížky bylo možné snímat dvě detekční zároveň (v obou směrech šíření plazmonů). Tak se získalo více dat z jednoho měření a snižovaly se chyby, způsobené vždy novým přenastavením experimentu. Bylo proto potřeba jen sedm mřížek k naměření intenzity pro šest různých vzdáleností, navíc proměřením jedné série se získala data pro každou vzdálenost dvakrát. Největší vzdálenost mezi mřížkami byla 28 μm .

Dále jsem chtěl ukázat závislost buzení plazmonů na polarizaci. Byla proto vyrobena mřížka s vrypy ve dvou na sebe kolmých směrech. Je zobrazena na obrázku 7.5b. Kolem ní pak byly rozmístěny do různých vzdáleností další mřížky orientované tak, aby mohly detekovat plazmony šířící se z ní různými směry. Vznikla tak jakási spirála, jak vidíme na obrázku 7.5a. Buzením plazmonů na centrální mřížce se pak měly rozsvěcovat okolní mřížky v závislosti na směru polarizace světla. Výsledky ukazuje obrázek 7.6. Přestože byly vrypy centrální mřížky orientovány horizontálně a vertikálně, očekávali jsme detekci i v šikmém směru, protože i tam se periodicitu vyskytuje a z předchozích zkušeností jsme předpokládali, že se vlivem nepřesností může objevit i periodicitu s vhodnou periodou nebo jiná nerovnost, kde dojde k vybuzení. Neočekávali jsme ale, že bude právě v tomto směru nejsilnější.

Intenzivní světlo laseru přesvětlovalo snímky a neumožňovalo snímání s delší expozicí, případně sčítat více snímků. Při snížení intenzity rozostřením objektivu zavádějícího světlo



Obrázek 7.5: a) Náhled na rozložení mřížek. Stejné rozložení bylo vyrobeno pro červené i zelené světlo. b) Snímek z AFM mřížky umístěné ve středu spirály.

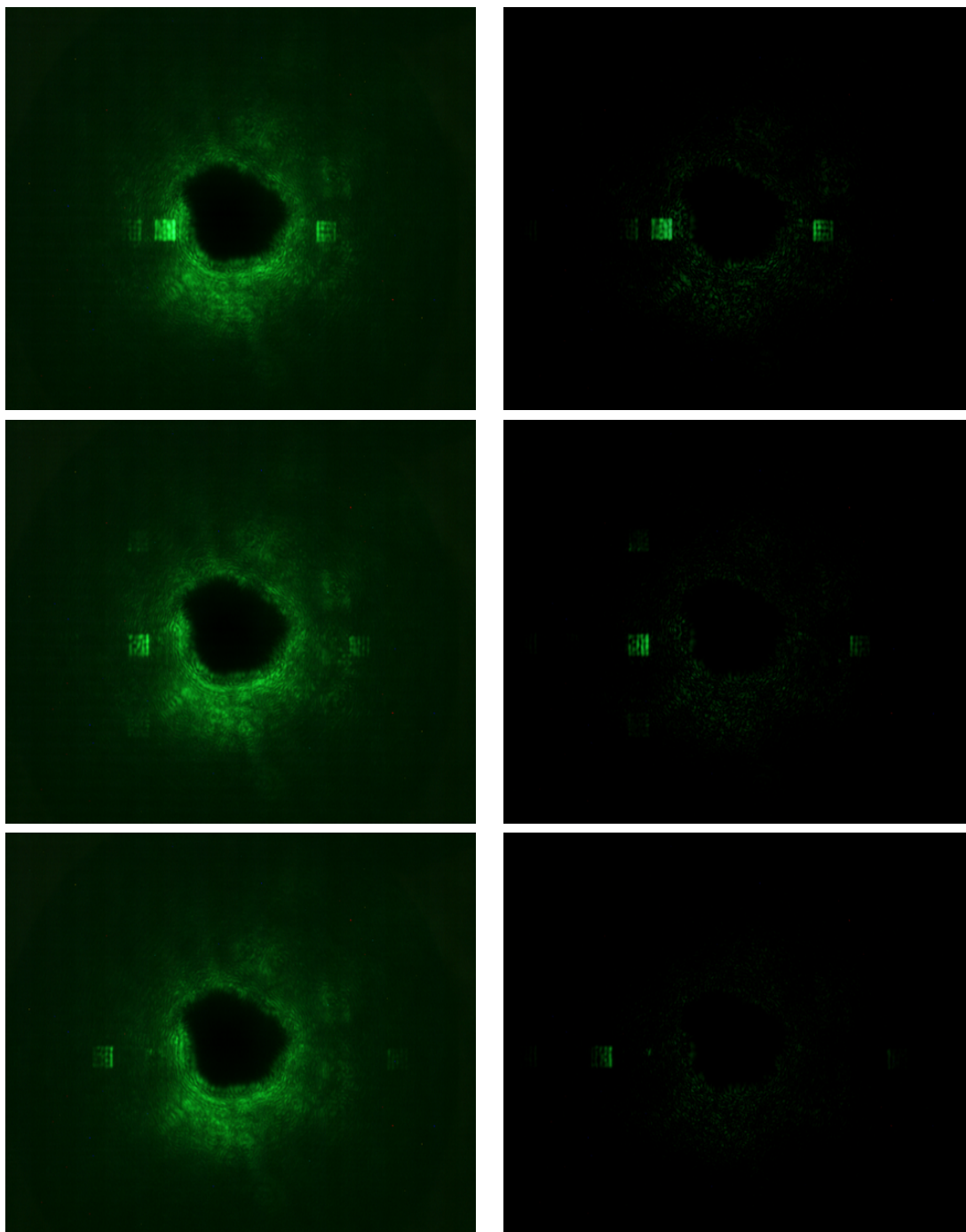


Obrázek 7.6: Snímky "spirály" zachycené pro polarizaci světla, jak je vyznačena v obrázku.

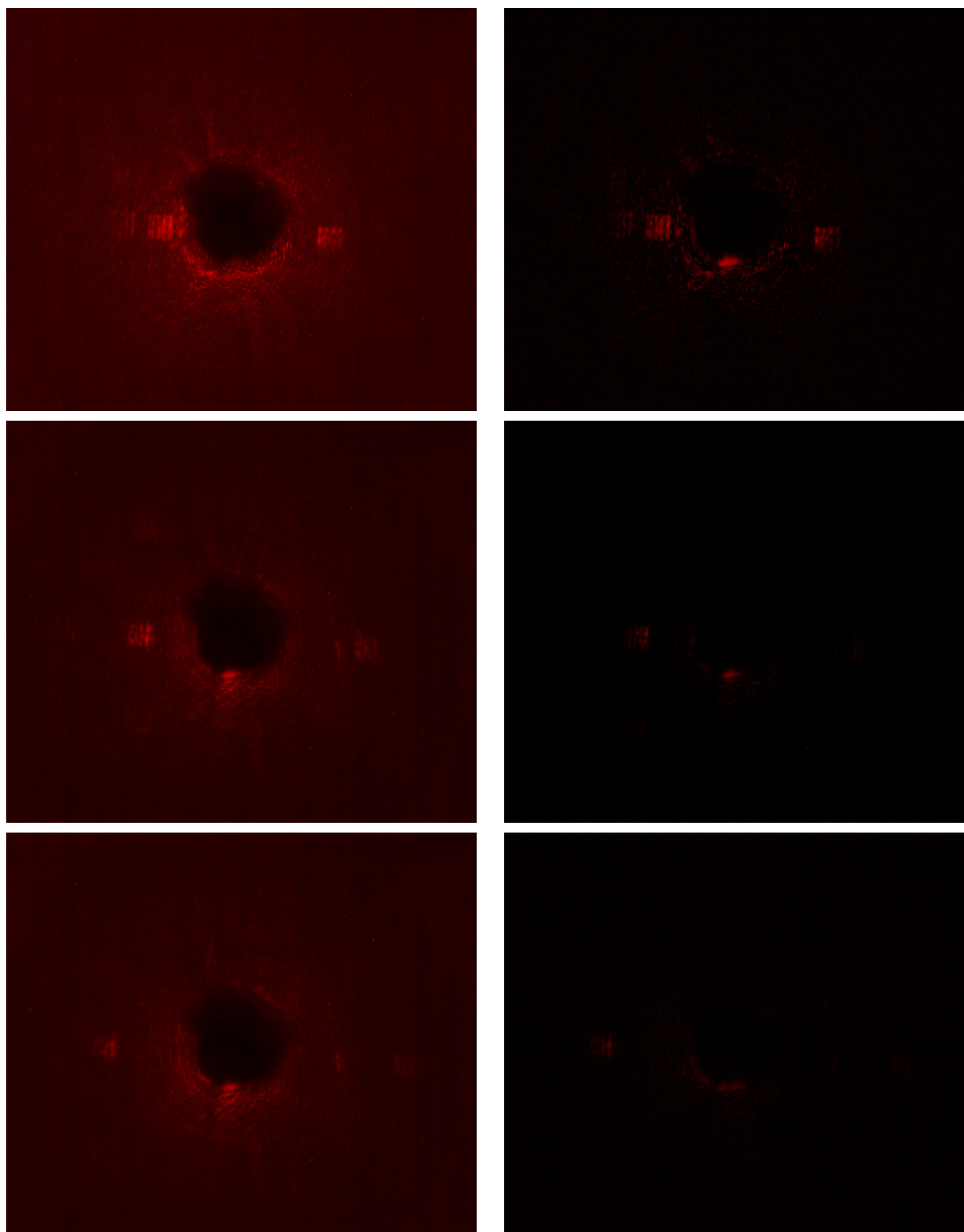
do vlákna zase klesla intenzita a nebylo možné sledovat vzdálenější struktury. Proto byla těsně před kameru na krycí sklíčko čipu umístěna kulička plastelíny, která střed kamery, a tedy paprsek laseru v obraze, zastínila. To umožnilo snímat s vyšší expozicí za použití stejně intenzivního světla pro buzení. Zaclonění je patrné na obrázku 7.6, kde vidíme temný střed snímků, a bude tak u všech následujících.

Útlum byl určen tak, že se měřila intenzita na detekčních mřížkách a vynesla se do grafu

v závislosti na vzdálenosti mřížek. Plazmony byly buzeny polarizovaným světlem, aby bylo v měření co nejméně parazitního světla. Snímek, kdy se svítilo na mřížku, v jejímž okolí žádné další nebyly, byl označen jako pozadí a od všech snímků, které byly vyhodnocovány, se odčítal. Srovnání před a po odčítání je na obrázcích 7.7 a 7.8. Dále pak byly udělány výřezy detekčních mřížek a zjištěna intenzita z celé jejich plochy. Všechny úpravy i analýza byly prováděny programem ACC 6.1.



Obrázek 7.7: Ukázka snímků, které se zpracovávaly. Zde byly mřížky navrženy pro zelené světlo buzeny zeleným laserem. Jde o snímky ze stejného experimentu na jinak vzdálených mřížkách. Vlevo před odečtením pozadí. Vpravo po odečtení pozadí.



Obrázek 7.8: Stejné vyobrazení jako na obrázku 7.7, avšak pro mřížku s periodou navrženou pro červené světlo buzenou červeným laserem.

Intenzita, s jakou detekční mřížka svítila, byla citlivá na osvětlení budící mřížky a zaostření kamery. Stopa vlákna musela být ve středu budící mřížky. Pokud se svítilo mimo střed, intenzita klesla. Na snímcích z kamery stopa vlákna není vidět, protože je zacloněna, ale při nastavování experimentu byl vzorek pozorován okulárem mikroskopu, kde bylo vidět experiment celý. Data byla získána ze šesti měření. Při každém měření se postupovalo tak, že se vždy stopou vlákna úplně opustila budící mřížka a znovu se na ni zamířilo a zaostřilo. Tím se eliminovaly chyby vzniklé citlivostí experimentu na nastavení

Tabulka 7.3: Tabulky obsahující hodnoty intenzit naměřených na detekčních mřížkách pro různé vzdálenosti excitačních a detekčních mřížek. Horní pro měření se zeleným laserem a dolní s červeným.

číslo měření	I_1	I_2	I_3	I_4	I_5
1	2499	2560	1049	504	241
2	5906	4611	2437	731	353
3	5067	3664	1279	469	314
4	6344	4311	2037	795	266
5	4805	3267	1471	469	350
6	7015	3907	1917	-	293
průměr	5273	3721	1698	594	302
směrodatná odchylka	1445	672	475	140	41
vzdálenost mřížek [μm]	10	13	18	23	28

číslo měření	I_1	I_2	I_3	I_4	I_5
1	5286	4114	2930	1686	1461
2	6255	4793	2940	2273	1250
3	2362	3882	2040	1627	618
4	5871	4473	1692	1415	1106
5	2850	1390	766	991	847
6	4479	2128	2074	1512	450
průměr	4517	3463	2073	1584	955
směrodatná odchylka	1464	1256	746	381	353
vzdálenost mřížek [μm]	10	13	18	23	28

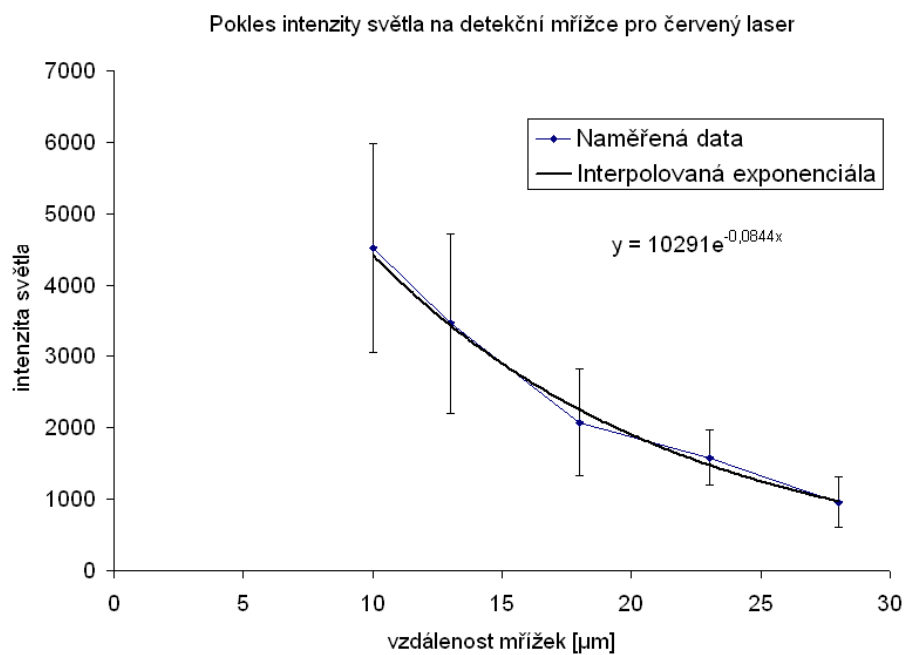
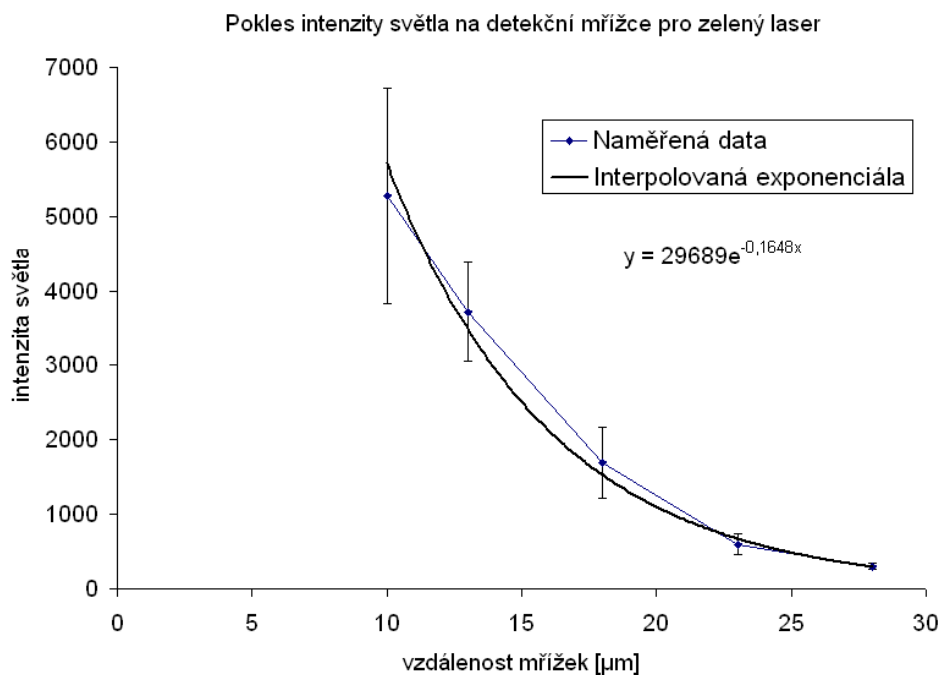
uživatel.

Získaná data jsou v tabulce 7.3. Na obrázku 7.9 jsou pak tyto hodnoty vyneseny do grafu a proloženy exponenciálou. Z její byla určena vzdálenost, na které se plazmony utlumí na $1/e$, tedy propagační délku (viz vztah 4.50). Experimentální i vypočítané hodnoty jsou v tabulce 7.4.

Tabulka 7.4: Propagační délky plazmonů v hliníku získané výpočtem i experimentem.

	výpočet	experiment
Zelený ($\lambda = 532,0 \text{ nm}$)	$7,9 \mu\text{m}$	$6,1 \mu\text{m}$
Červený ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$)	$9,4 \mu\text{m}$	$11,9 \mu\text{m}$

Experimentálně zjištěné hodnoty jsou blízké vypočteným, proto je možno tyto výsledky považovat za další důkaz, že jsou buzeny povrchové plazmony. Je zajímavé, že jednou je experimentální hodnota vyšší a jednou nižší než hodnota vypočtená. Očekávalo se, že budou vždy experimentální menší, protože výpočet uvažuje dokonale hladké rozhraní, což při experimentu jistě není splněno. Předpokládal jsem, že nedokonalosti povrchu kovu umožní částečné vyzáření, nebo způsobí jiné utlumení, ještě před detekční mřížkou.



Obrázek 7.9: Grafy vykreslují průběh intenzity světla na detekční mřížce v závislosti na její vzdálenosti od mřížky budící. Vyznačené rovnice popisují proložené exponenciály.

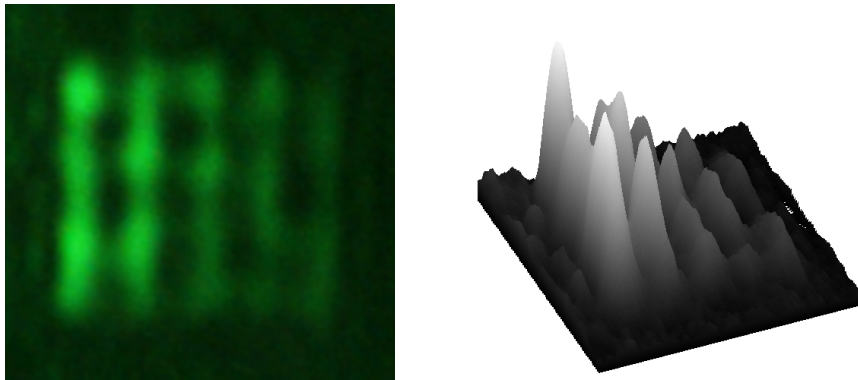
7.4 Analýza výsledků měření

Experimentální vybavení nebylo původně určeno pro plazmonická měření, ale přesto se podařilo získat řadu poznatků, které jsou s teorií povrchových plazmonových polaritonů

ve shodě. Nejistoty, které je doprovází, odpovídají právě možnostem vybavení.

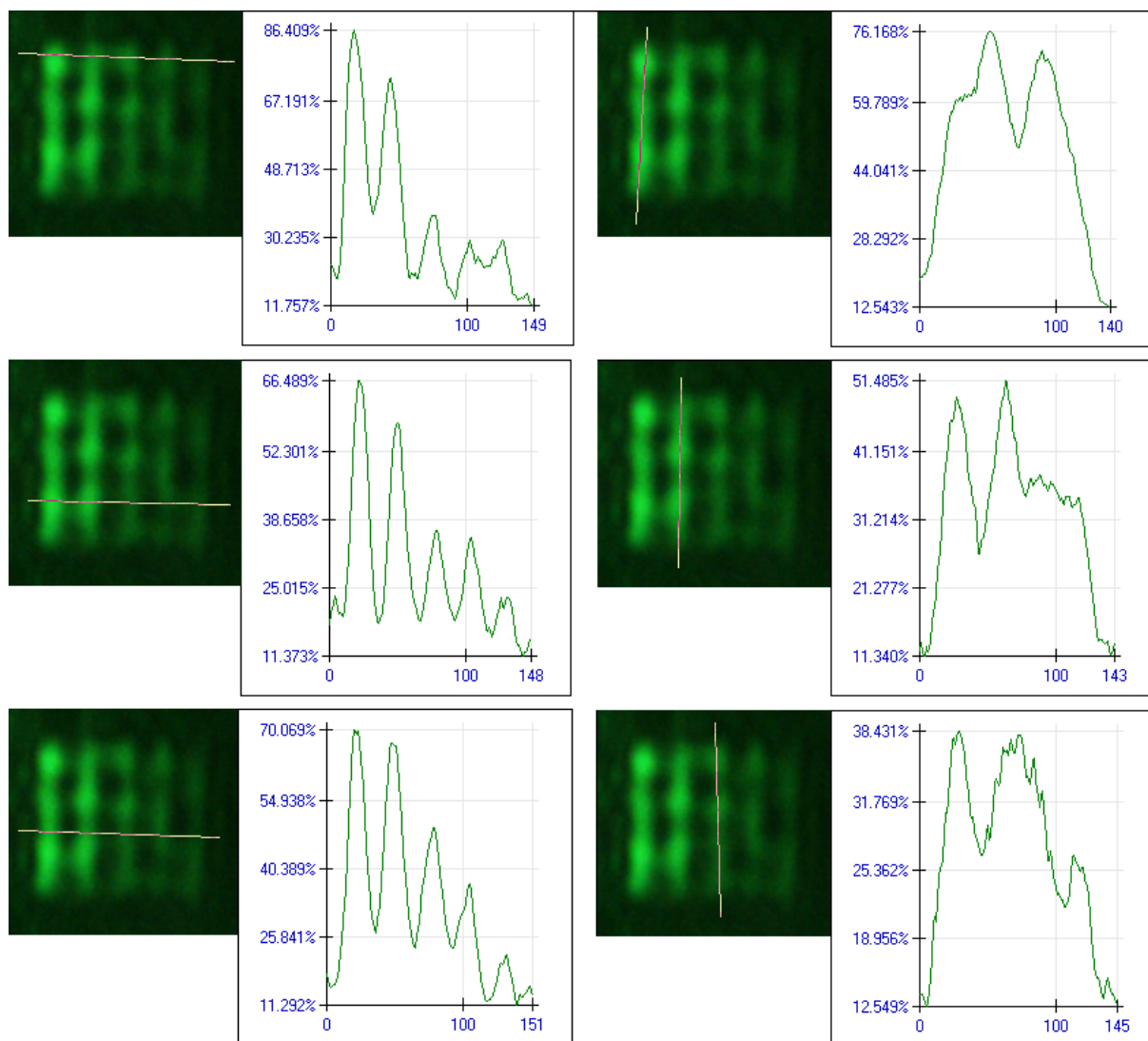
Experimenty se potvrdila citlivost plazmonů na polarizaci světla. Byl to zřetelný jev, přestože v některých případech svítily i mřížky ve směrech, vůči kterým byla vlna TE polarizovaná. Bylo to zřejmě způsobeno nedokonalostí polarizátoru nebo optické soustavy. Světlo po polarizaci prošlo optickou soustavou a podstoupilo řadu odrazů, a tím se mohla polarizace narušit. Část světla pak budila plasmony i v jiných směrech. Tyto předpokládané nepřesnosti však neměly výrazný vliv na měření intenzity. Měření se týkalo vždy jedné mřížky, na níž by se měl vyzařit jen plazmon se správnou polarizací. Zlepšení by se dosáhlo vložením analyzátoru do cesty odraženému světlu, aby se proměřovalo jen světlo s takovou polarizací, které se účastní studovaného excitačního či deexcitačního jevu. Jinak by se mohlo například parazitní světlo vyzařovat na krajích mřížky. Slabá intenzita budícího světla to však nedovolovala.

Pro měření útlumu byla zvolena metoda plošné integrace intenzity z detekční mřížky, nikoliv například z prvního zářezu. Jelikož jsme sledovali mřížku v dalekém poli, projevila se ve výsledném obraze difrakce. Snímek tak přímo nevypovídal o intenzitě, s jakou skutečně jednotlivá místa mřížky vyzařují. Proto byla měření s oběma typy laseru vyhodnocována z celé plochy detekční mřížky. Navíc se intenzita měnila také v rámci jedné drážky (viz obrázek 7.10). Na obrázku 7.12 jsou výsledky měření hloubkového profilu mřížky metodou AFM. Je patrné, že hloubka není konstatní a objevují se píky značící menší hloubku. V těchto nepřesnostech, které vznikly při leptání metodou FIB, jsme spatřovali příčinu změn intenzity na jedné drážce. Na obrázcích 7.12 a 7.11 je možné porovnat hloubkové a intenzitní profily.



Obrázek 7.10: Snímek mřížky, na kterém je patrné nerovnoměrné rozložení intenzity, a její 3D intenzitní profil.

Dalším poznatkem vyplývajícím z měření mřížky na AFM je samotná hloubka drážky. Pomineme-li výstupky, pohybuje se mezi 60 a 75 nm, přestože výroba udává hloubku 100 nm. Je to způsobeno principem metody FIB, při které se hloubka určuje z času odprašování vzhledem k leptanému materiálu. Vychází přitom z materiálové databáze koeficientů odprašování dávající jen přibližné údaje o zpracovávaných materiálech. Tedy rozdíly parametrů hliníku z databáze a leptaného způsobily, že hloubka vrypu je asi o 30 až 40 % menší, než bylo uvažováno. Vezmeme-li to v úvahu u struktur, které byly buzeny halogenovou lampou a byly vyrobeny stejnou metodou a u nichž byly testovány různé hloubky vrypu, přibližujeme se více k poznatkům z literatury [22]. Uvažovaná hloubka vrypu 50 nm se snižuje přibližně na 30 nm a v této oblasti už začíná účinnost navazování

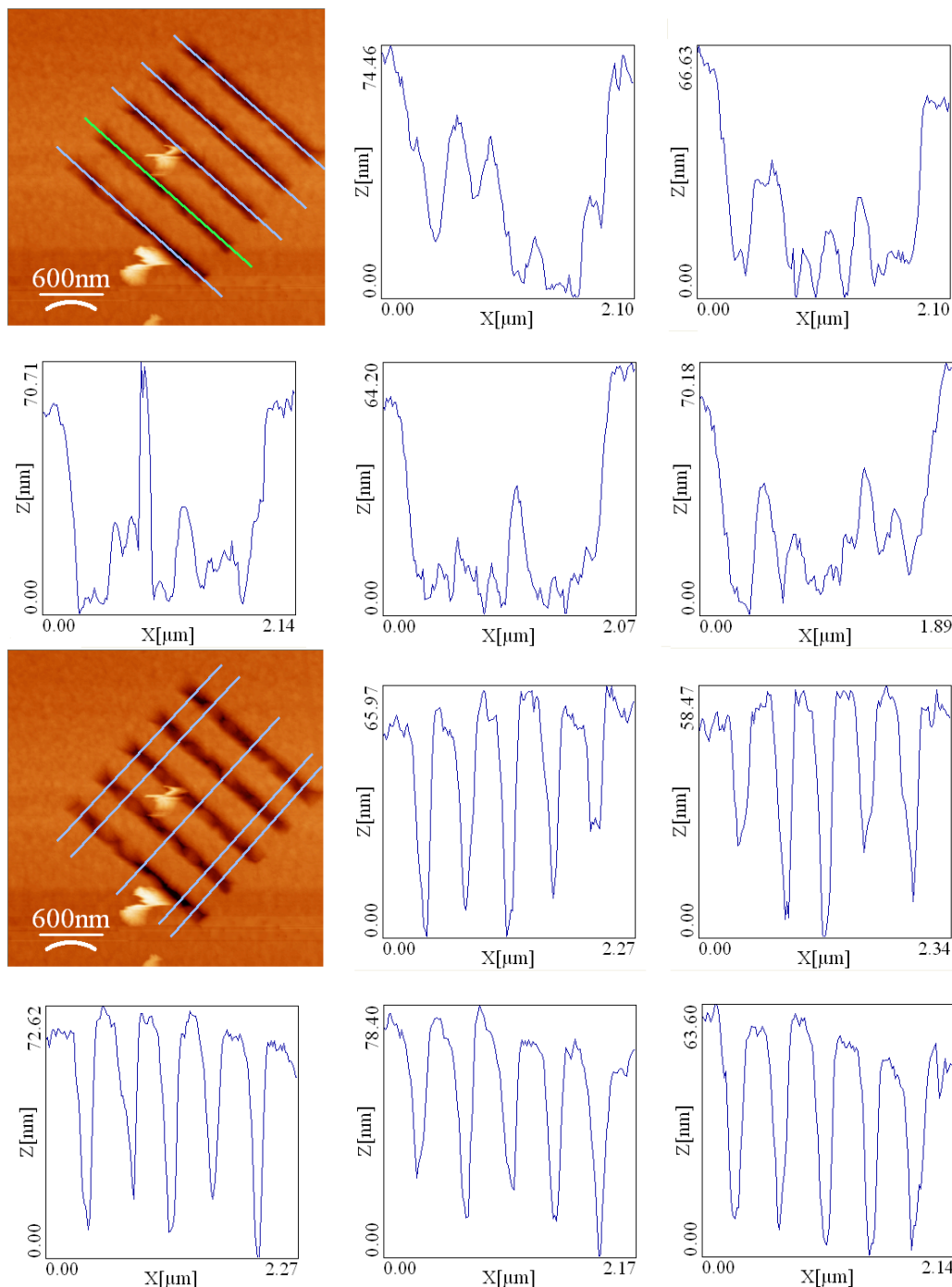


Obrázek 7.11: Výsledky měření intenzitního profilu mřížky z obrázku 7.10 podél vyznačených čar. Hodnoty intenzity jsou vztaženy k nejvyšší hodnotě v obrázku, které odpovídá 100%.

klesat. Zatímco u hloubek 100 a 200 nm zůstáváme v účinnější oblasti. Struktury připravované metodou FIB je tedy nutné kontrolovat jinými metodami (např. AFM), zejména při práci s novým materiálem.

Výsledky měření útlumu, přestože jsou zatíženy velkou chybou, se shodují s teorií. Světlo s delší vlnovou délkou budí plazmony, které mají delší propagační délku (4.50). Hodnoty 6,1 a 11,9 μm také řádově odpovídají hodnotám uváděným pro hliník v literatuře [15]. Hodnoty například pro stříbro by měly být o řád vyšší. Pokud by se porovnaly výsledky stejného experimentu pro jiný materiál, dalo by se více říci o věrohodnosti našich výsledků. Z časových důvodů to však nebylo možné a ani určení útlumu simulacemi se nepodařilo.

Naopak jedna z vlastností povrchových plazmonů, která se potvrdila při simulacích, experimentem nebyla prokázána. Tou je autoselekce vlnových délek, které po dopadu na mřížku vybudí plazmony. V detekovaném světle neměla žádná očekávaná vlnová délka



Obrázek 7.12: Výsledky měření hloubkového profilu podél vyznačených čar metodou AFM na mřížce, jejíž snímek je na obrázku 7.10.

výrazné zastoupení, navíc ani nebyly rozdíly ve spektrech pro mřížky s různou periodou. Hlavní příčinou, jak bylo již zmíněno, byly zřejmě nepřesnosti v geometrii mřížky a v povrchových nerovnostech. Objevoval se tak rozptyl, který umožnil buzení všemi vlnovými délkami a signál z buzení mřížkou, navrženou pro konkrétní periodu, byl „přehlušen“. Buzení uvedenými strukturami bylo účinné, ale vyžaduje-li aplikace, například senzor, buzení plazmonů o konkrétní vlnové délce, musí být mřížky vyrobeny precizněji. Měření útlumu by však nemělo být těmito různými způsoby excitace ovlivněno, na rozdíl od exci-

tace halogenovou lampou (bílým světlem). Plazmon je charakterizován vlnovým vektorem 4.45, který je funkcí frekvence dopadajícího světla a optických vlastností prostředí a ty zůstávaly při měření laserem konstantní.

Těmito úvahami si vysvětlujeme výsledky experimentů a příčiny shody i rozporu s teorií buzení povrchových plazmonů.

Kapitola 8

Závěr

Cílem diplomové práce bylo ověřit buzení povrchových plazmonových polaritonů světlem z viditelné oblasti spektra. Povrchový plazmon je elektromagnetická vlna vázaná k rozhraní kovu a dielektrika charakterizovaná vlnovým vektorem, který je větší než vlnový vektor světla v dielektriku při stejné kruhové frekvenci ω . K vybuzení plazmonu světlem je tedy nutné tento rozdíl překonat. K tomu se používá několik metod, které byly popsány v kapitole 5 a některé z nich pak byly ověřeny počítačovými simulacemi a experimenty.

K simulacím byl použit program FDTD Solutions od firmy Lumerical Solutions, Inc. a simulovalo se buzení hranolem v Ottově uspořádání a buzení periodickou mřížkou. V obou případech byla pozorována elektromagnetická vlna na rozhraní kovu a dielektrika, která se tlumeně šířila ve směru rozhraní a také exponenciálně klesala ve směru od tohoto rozhraní. Takovým polem je charakterizován povrchový plazmonový polariton. Těmito metodami byly plazmony skutečně vybuzeny. Chtěli jsme ale také kvantitativně zjistit rozložení jejich pole. To bylo ovšem omezeno přítomností elektromagnetického pole vlny rozptýlené po dopadu na mřížku nebo hranol a šířící se v blízkosti povrchu. Toto pole bylo rovněž detekováno monitory simulace a neměřili jsme tak jen pole plazmonů. Pro zjištění požadovaných charakteristik, by bylo nutné od výsledků odčítat elektromagnetické pole rozptýlené vlny. Kvalitativně však bylo pole plazmonů pozorováno. Dále byla simulací zjišťována závislost excitace plazmonů na úhlu dopadu a polarizaci. Tím se potvrdily vztahy z kapitoly 4 popisující podmínky existence plazmonu na rozhraní a vztahy pro buzení na periodické mřížce. V případě hranolu se ověřily výsledky čerpané z literatury a ověřila se tak spolehlivost simulačního programu.

Experimentálně byly buzeny povrchové plazmony pomocí periodické mřížky na povrchu hliníku. Mřížkou stejných parametrů se pak detekovaly a vyzářené světlo se pozorovalo mikroskopem. Z intenzity světla pro mřížky v různých vzdálenostech od sebe byl určen útlum povrchového plazmonu šířícího se povrchem hliníku. Budilo se zdrojem bílého světla a zeleným a červeným laserem, přičemž se potvrdila závislost útlumu na vlnové délce záření. Výsledky byly navíc ve shodě s propagačními délkami plazmonů v hliníku udávanými v literatuře. Měřením na mřížkách s různou prostorovou periodou byla zjišťována závislost buzení na vlnové délce budícího světla. Tu se však potvrdit nepodařilo. Při osvětlení budící mřížky se vždy navázaly všechny dopadající vlnové délky světla, přestože byly mřížky „laděny“ na určitou vlnovou délku dopadající kolmo na mřížku. Citlivost buzení na polarizaci a výsledky měření útlumu byly však dostatečným důkazem, že budíme plazmony. Neúspěch měření závislosti buzení na vlnové délce jsme přisuzovali nepřesnostem v geometrii mřížky způsobené výrobou. Při dopadu světla se tak vždy objevily podmínky pro buzení více vlnovými délkami.

Výhodou simulací je právě možnost počítat přesné struktury s přesně definovanými zdroji a monitory záření. Omezení můžeme být přesností výpočtů, což je spíše omezení výkonem počítače. Můžeme tak získat cenné informace o šíření elektromagnetického záření a pomocí těchto informací navrhovat plazmonická zařízení. V experimentu jsme se sice vhodnou detekční metodou oprostili od elektromagnetických vln šířících se v blízkosti povrchu, které nás při určování útlumu v simulacích omezovaly, ale jistě by se dala simulace uspořádat tak, aby se dosáhlo i v tomto případě správných výsledků. Problémem je spíše přechod od simulací k realizaci plazmonických komponent. Mřížky používané k excitaci a detekci v experimentu byly důkazem citlivosti buzení na tvar struktur. Takové mřížky by nemohly být použity pro buzení plazmonů o jedné konkrétní frekvenci. Mohli bychom svítit různými vlnovými délkami a plazmony by se přesto budily. Je zapotřebí vyrobit přesnější mřížky například metodou elektronové litografie a dále ověřit citlivost buzení, až se dosáhne realizace spolehlivých zdrojů a detektorů plazmonů, kdy zase jejich citlivosti budeme využívat u chemických senzorů nebo v nanofotonických integrovaných obvodech.

Literatura

- [1] Brongersma, M. L., Zia, R., Schuller, J. A.: *Plasmonics - the missing link between nanoelectronics and microphotonics*. Appl. Phys., Vol. 9 (2007), 221-223.
- [2] Komrska, J.: *Vlnová optika, část Difrakce světla*. Akademické nakladatelství CERM, Brno 2004.
- [3] Saleh, B. E. A., Teich, M. C.: *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons, New York 1991.
- [4] Halliday, D., Resnic, R., Walker, J.: *Fyzika*. Nakladatelství VUTIUM Brno a PROMETHUS Praha, 2000.
- [5] Maier, S. A.: *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. Springer 2006.
- [6] Nicol, A. H.: *Grating Coupled Surface Plasmon Enhanced Fluorescence Spectroscopy*. Dizertační práce, univerzita Mainz 2005.
- [7] Feynman, R. P., Leighton, R. B., Sands, M.: *Přednášky z fyziky, 2/3*. Nakladatelství FRAGMENT 2001.
- [8] Schmidt, E., Humlíček, J., Lukeš, F., Musilová, J.: *Optické vlastnosti pevných látek*. Státní pedagogické nakladatelství Praha.
- [9] Reather, H.: *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and Gratings*. Springer-Verlag, Berlin 1988.
- [10] Kittel, Ch.: *Úvod do fyziky pevných látek*. Academia, Praha 1985.
- [11] Wood, R. W.: *On a Remarkable Case of Uneven Distribution of Light in a Diffraction Grating Spectrum*. Proceedings of the Physical Society of London, Volume 18, Issue 1, pp. 269-275 (1902).
- [12] Ritchie, H. R., Arakawa, E. T., Cowan, J. J., Hamm, R. N.: *Surface-Plasmon Resonance Effect in Grating Diffraction*. Phys. Rev. Lett. 21, 1530 - 1533 (1968).
- [13] Kretschmann, E., Reather, H.: *Radiative decay of non-radiative surface plasmons excited by light*. Z. Naturforschung 1968, 2135-2136.
- [14] Zayats, A. V., Smolyaninov, I. I., Maradudin, A. A.: *Nano-optics of surface plasmon polaritons*. Physics Reports 408 (2005) 131-314.
- [15] Barnes, W. E., Dereux, A., Ebbesen, T., W.: *Surface plasmon subwavelength optics*, 424. Nature 2003, 824-830.

- [16] Benahmed, A., Chih Ming Ho: *Using Surface Plasmon Band Gap for Biological and Chemical Sensing*. Report. Department of Mechanical and Aerospace Engineering and Center for Embedded Networked Sensing University of California, Los Angeles 2004.
- [17] Sambles, J. R., Bradbery, G. W., Fuzi Yang: *Optical excitation of surface plasmons: an introduction*. Contemporary Physics, 1991, volume 32, number 3, 173-183.
- [18] Urbánek, I.: *Modernizace aparatury IBAD*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2008.
- [19] Kunz, K. S., Luebbers, R. J.: *The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics*. CRC Press LLC, Boca Raton 1993.
- [20] Ward, D. W., Nelson, K. A.: *Finite-Difference Time-Domain (FDTD) Simulations of Electromagnetic Wave Propagation Using a Spreadsheet*. Comput Appl Eng Educ 13: 213-221, Wiley InterScience 2005.
- [21] Weber, J. M.: *Handbook of Optical Materials*. CRC Press LLC 2003.
- [22] Čtyroký, J., Hüttel, I., Schröfel, J., Šimánková, L.: *Integrovaná optika*. SNTL, Praha 1986.